

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 127
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

Laboratoires : AstroParticule et Cosmologie
& Service d'Astrophysique/CEA-Saclay

THÈSE DE DOCTORAT

— Sciences de l'Univers —

présentée par

MAÏCA CLAVEL

Activité du trou noir supermassif au centre de la Galaxie

Thèse dirigée par Andrea Goldwurm et Régis Terrier

Soutenue publiquement le 12 septembre 2014

Composition du Jury

Président :	Pr. Laurent VERSTRAETE IAS – Orsay, France
Directeur de thèse :	Dr. Andrea GOLDWURM APC & SAp – Paris, France
Rapporteurs :	Dr. Katia FERRIÈRE IRAP – Toulouse, France
	Dr. Sandro MEREGHETTI INAF – Milan, Italie
Examineurs :	Pr. Mark R. MORRIS UCLA – Los Angeles, USA
	Dr. Pierre-Olivier PETRUCCI IPAG – Grenoble, France
Invité :	Dr. Régis TERRIER APC – Paris, France

UNIVERSITÉ PARIS–SUD

ÉCOLE DOCTORALE ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE–DE–FRANCE

LABORATOIRES : ASTROPARTICULE ET COSMOLOGIE
& SERVICE D'ASTROPHYSIQUE/CEA-SACLAY

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris–Sud
Spécialité Astronomie et Astrophysique

par

MAÏCA CLAVEL

Activité du trou noir supermassif au centre de la Galaxie

Thèse dirigée par Andrea Goldwurm et Régis Terrier

Soutenue publiquement le 12 septembre 2014

Composition du Jury

Président :	Pr. Laurent VERSTRAETE IAS – Orsay, France
Directeur de thèse :	Dr. Andrea GOLDWURM APC & SAp – Paris, France
Rapporteurs :	Dr. Katia FERRIÈRE IRAP – Toulouse, France
	Dr. Sandro MEREGHETTI INAF – Milan, Italie
Examineurs :	Pr. Mark R. MORRIS UCLA – Los Angeles, USA
	Dr. Pierre-Olivier PETRUCCI IPAG – Grenoble, France
Invité :	Dr. Régis TERRIER APC – Paris, France

*en souvenir d'une maison
perdue au cœur de la forêt
où les nuits d'été sont si belles
et les astres toujours radieux*

Remerciements

Ce beau voyage au cœur de la Galaxie
Ce n'est pas seule que je l'aurais entrepris
Et j'aimerais profiter de ces quelques vers
Pour remercier celles et ceux qui me donnèrent
Un cap, du courage, de l'aide ou de l'espoir
Alors que fixement je regardais un trou noir.

Cette aventure n'aurait pas été possible
Sans l'aide précieuse, constante et infaillible
De mes deux directeurs de thèse préférés
Messieurs Andrea Goldwurm et Régis Terrier.
Alors que mes premiers pas étaient hésitants,
Ils ont su les guider, m'apprendre patiemment
A quitter les rames pour hisser la grand voile
Et suivre mon projet sous une bonne étoile.

Parce que j'ai eu la chance de naviguer
Entre les Terres du SAp et de l'APC,
Que tout cela s'est fait avec grande douceur,
Je voudrais dire merci à leurs directeurs :
Pierre-Olivier Lagage et Pierre Binétruy
Qui furent présents dans un premier temps, et puis
Stavros Katsanevas et Anne Decourchelle.
Les moyens mis en œuvre furent une échelle
Permettant d'aller depuis la cale du navire
Jusqu'en haut du mât pour contempler l'avenir.

J'ai également bénéficié des conseils
D'un équipage international sans pareil.
Des discussions au sommet de la Galaxie
Aux binaires et AGN, j'ai beaucoup appris,
Merci à Mark Morris, Gabriele Ponti
Guillaume Trap, et aussi Simona Soldi.
Sous l'arche de la Voie Lactée à Paranal
Dans l'attente exaltante d'un joli signal
J'étais accompagnée par Katie Dodds-Eden.
Son savoir-faire et l'aide de Stefan Gillessen
M'ont permis d'appivoiser les observations
Et je les remercie de cette formation.

Sans l'intervention bienfaisante du jury
Qui vint clore ce travail lentement mûri
L'histoire aurait sûrement eu moins de splendeur.
Aussi voudrais-je remercier mes rapporteurs,
Soit Katia Ferrière et Sandro Mereghetti,
D'avoir lu attentivement mon manuscrit,

Et puis Mark Morris, Pierre-Olivier Petrucci,
Et Laurent Verstraete de s'être investis
En tant qu'examineurs et que président
Pour approuver ensemble mon cheminement.

Soudés, avec mes coéquipiers de galère,
Entre les pagaies et les itinéraires
Nous étions tous en quête du même trésor.
Pour les moments d'efforts comme de réconfort
Je dis merci aux thésards, Luca et Romain,
Matthieu, Pierre, Alexis, Julian, et Benjamin,
Georges, Ileyk, Les Juliens, Jibril, Henri, Maxime,
Ainsi qu'à tout ceux dont j'ai oublié la rime.

Pour les vents du large qu'ils ont su convoyer
Afin d'initier quelques belles échappées
Ensemble, à construire un monde encore plus beau
Que ce soit à la nage, avec un thé ou un verre d'eau,
Devant une assiette ou derrière l'oculaire,
Je voudrais dire mes remerciements sincères
A Elise, pour son soutien hebdomadaire,
Merlin, pour ses relectures avec commentaires,
Seb et Camille pour me connaître si bien,
Sélim, Pierrot, Blandine et l'accent canadien,
Mais aussi Nicolas, Kévin et Mickaël,
Emeric, Jonathan, Maxime, Edouard, Miguel,
Rebecca, Alice, Hayley, Lucile, Adrien
Et les autres, pour leur enthousiasme sans fin.

Enfin je veux remercier tout spécialement
Tous ceux qui m'accompagnent depuis si longtemps,
Mes parents, grands-parents, ma sœur, Aude et Maïté,
Qui, sans rien imposer, ont su m'encourager.
Ils ont ouvert des horizons sans le savoir,
Et permis ce beau voyage sans le prévoir.
Toujours présents tout en étant parfois si loin,
Ils m'ont fourni le soutien dont j'avais besoin.
Et bien sûr, il y a ces deux grands pieds sur terre
Qui ont une relativité singulière
Où sortir des trous noirs est une chose aisée.
Merci Mathieu pour ton recul et tes idées
Farfelues qui ont grandement participé
A rendre palpitantes toutes ces années.

Maïca.

Table des matières

Introduction	1
I Un trou noir supermassif au centre de la Voie Lactée	3
1 Sagittarius A*, un trou noir supermassif	5
1.1 Trous noirs : modèles et phénomènes d'accrétion	6
1.1.1 Modèles théoriques proposés	6
1.1.2 Phénomènes d'accrétion comme source de rayonnement	10
1.2 Trous noirs et trous noirs supermassifs dans l'Univers	13
1.2.1 Contraintes observationnelles	13
1.2.2 Variabilité et cycle d'activité des trous noirs supermassifs	15
1.3 Le trou noir supermassif le plus proche, Sagittarius A*	16
1.3.1 Contraintes sur la masse et la taille du trou noir au centre de la Galaxie	16
1.3.2 Spectre quiescent et caractéristiques du flot d'accrétion	19
1.3.3 Variabilité de l'émission du trou noir Sgr A*	22
1.4 Questions ouvertes concernant l'activité de Sagittarius A*	24
2 La zone moléculaire centrale : l'environnement de Sagittarius A*	27
2.1 Les vingt parsecs centraux	28
2.1.1 L'amas d'étoiles central et les sources remarquables	29
2.1.2 Les structures du milieu interstellaire	30
2.2 Structure de la zone moléculaire centrale	32
2.2.1 Raies d'émission des molécules et émission continue de la poussière	33
2.2.2 Contraintes sur la distribution de matière de la zone moléculaire centrale	35
2.3 Emission de haute énergie de la zone moléculaire centrale	38
2.3.1 Description de l'émission visible en rayons X et à plus haute énergie	38
2.3.2 Concernant l'origine de l'émission diffuse et non thermique	41
2.4 L'activité de Sgr A* déduite de son environnement proche	42

3	Observatoires et réduction des données	43
3.1	Observatoires X	43
3.1.1	Observation des phénomènes de haute énergie	44
3.1.2	L'observatoire <i>Chandra</i>	46
3.1.3	L'observatoire <i>XMM-Newton</i>	51
3.1.4	Autres observatoires de haute énergie	56
3.2	Observatoires infrarouges	57
3.2.1	Observation du centre Galactique dans le domaine infrarouge	58
3.2.2	L'instrument NACO sur le VLT	61
3.2.3	Choix des observations et réduction des données	62
3.3	Observations radio	68
II	Activité actuelle de Sagittarius A* : étude des sursauts quotidiens	71
4	Modèles d'émission proposés pour les sursauts de Sgr A*	73
4.1	Processus d'émission envisagés	74
4.1.1	Emission synchrotron	74
4.1.2	Diffusion Compton inverse	75
4.2	Contraintes observationnelles	76
4.2.1	Discussion sur la définition d'un sursaut	77
4.2.2	En rayons X	77
4.2.3	En infrarouge	79
4.2.4	Campagnes multi-longueur d'onde	79
4.3	Modèles radiatifs proposés à l'aide des contraintes disponibles	81
4.3.1	Emission synchrotron responsable du rayonnement infrarouge	82
4.3.2	Possibilités pour expliquer le rayonnement X	82
4.3.3	Modèle d'expansion pour expliquer le retard de l'émission sub-mm	83
4.4	Objectifs scientifiques de la campagne d'observation de 2012	84
5	La campagne d'observation multi-longueur d'onde de 2012	87
5.1	Contenu des observations	88
5.1.1	L'activité de Sgr A* vue par <i>XMM-Newton</i>	88
5.1.2	L'activité de Sgr A* vue par NACO	91
5.2	Couleur des sursauts	96
5.2.1	Etudes précédentes	96
5.2.2	Mesures de la campagne d'observation de 2012	98
5.2.3	Discussion concernant les erreurs systématiques	101
5.3	Résultats de la campagne d'observation	101
5.3.1	Contraintes spectrales et processus radiatifs	102

5.3.2	Indice d'une possible variabilité de l'indice spectral	104
5.3.3	Résultats des observations VLBA	105
5.4	Résumé	106
III	Activité passée de Sagittarius A* : échos dans la zone moléculaire centrale	107
6	Le phénomène de Réflexion	109
6.1	Rayonnement réfléchi	110
6.1.1	Absorption photoélectrique	110
6.1.2	Raies de fluorescence	112
6.1.3	Diffusion ou diffusion Thomson	113
6.1.4	Spectre de réflexion	115
6.2	Propagation du signal	119
6.2.1	Retard de l'émission réfléchie et parabole de l'événement	119
6.2.2	Variations du signal réfléchi au cours de temps	119
6.3	Contraindre l'activité passée de Sgr A* grâce aux observations	122
6.3.1	Contraindre les paramètres des nuages	126
6.3.2	Contraindre la luminosité de Sagittarius A*	127
6.3.3	Combiner les informations obtenues pour différents nuages	128
6.4	Résumé	129
7	Echos de deux événements dans le complexe Sgr A	131
7.1	Le complexe Sgr A	132
7.1.1	Vue générale des trente parsecs centraux	132
7.1.2	Comparaison des données <i>Chandra</i> avec les études précédentes	136
7.1.3	Motivations pour une caractérisation à plus petite échelle	140
7.2	Mise en évidence de deux comportements distincts	142
7.2.1	Le Bridge : une variation importante sur un temps très court	143
7.2.2	MC1 : des variations linéaires sur des échelles de temps plus longues	146
7.3	Analyse systématique des variations du complexe Sgr A	147
7.3.1	Présentation des données sous forme d'images	148
7.3.2	Caractérisation de deux types de variation distincts	149
7.3.3	Indications en faveur d'une propagation du signal	151
7.4	Résumé : une vue schématique des variations	153
8	Variations importantes dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale	155
8.1	Emission à 6.4 keV du degré central	156
8.1.1	Le complexe Sgr A	156
8.1.2	Le complexe Sgr B	158

8.1.3	Le complexe Sgr C	160
8.2	Première détection de variabilité dans la région des Arches	160
8.2.1	Caractérisation de l'émission X dans la région des Arches	161
8.2.2	Détection d'une variation de l'émission non thermique en 2012	163
8.2.3	Nouvelles contraintes sur l'origine de l'émission non thermique	168
8.3	Etude systématique des variations	169
8.3.1	Choix d'analyse	169
8.3.2	Variations du complexe Sgr A vues par <i>XMM-Newton</i>	172
8.3.3	Vue globale des variations	175
8.4	Résumé : variations de l'émission à 6.4 keV dans la zone moléculaire centrale	178
9	Origine de l'émission à 6.4 keV	181
9.1	Rayons cosmiques de faible énergie	182
9.1.1	Perte d'énergie et rayonnement	182
9.1.2	Caractéristiques du rayonnement dans le domaine des rayons X	183
9.1.3	Expliquer l'émission de la zone moléculaire centrale	184
9.1.4	Contribution limitée des rayons cosmiques de faible énergie	185
9.2	Transitoires du centre Galactique	186
9.2.1	Binaires X	186
9.2.2	Magnétars	191
9.2.3	Contribution limitée des transitoires connues du centre Galactique	193
9.3	Contraintes sur l'activité passée de Sgr A [*]	194
9.3.1	Réflexion de deux événements dans le complexe Sgr A	195
9.3.2	Contraintes apportées par l'étude de la zone moléculaire centrale	201
9.4	Phénomènes physiques à l'origine de l'activité passée de Sgr A [*]	204
	Conclusions	207
10	Conclusions et perspectives	209
10.1	Sursauts quotidiens de Sagittarius A [*]	209
10.1.1	Synthèse	209
10.1.2	Perspectives du domaine	210
10.2	Etude de l'activité passée de Sagittarius A [*]	211
10.2.1	Synthèse	211
10.2.2	Travaux en cours et perspectives du domaine	212
10.3	Activité des trous noirs supermassifs	213

Annexes	215
A Unités et constantes utiles	217
B Coordonnées des régions étudiées	219
C Publications et propositions de temps acceptées	221
C.1 Publications principales	221
C.2 Autres publications	221
C.3 Actes de conférence	222
C.4 Propositions de temps acceptées	222
Echoes of multiple outbursts of Sagittarius A [*] revealed by <i>Chandra</i> – Clavel et al. (2013) .	223
Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud – Clavel et al. (2014) . . .	239
Table des figures	247
Liste des tableaux	249
Bibliographie	251
Acronymes et abréviations	263
Résumé	270

Introduction

La découverte dans les années 60 de noyaux de galaxie très éloignés et néanmoins très brillants a suggéré que les trous noirs supermassifs existaient, et nous pensons aujourd'hui que la majorité des noyaux de galaxie doit abriter de tels objets. Dans ce cas, la plupart de ces astres seraient moins actifs que les premiers représentants détectés, mais néanmoins capables de convertir en rayonnement l'énergie gravitationnelle de la matière tombant dans leur direction. C'est le cas du trou noir supermassif au centre de notre Galaxie, Sagittarius A*, situé à une distance d'environ 8 kpc seulement. Sa proximité permet d'étudier cet objet avec beaucoup plus de détails que ne le permettent les observations des autres noyaux galactiques, et notamment d'explorer l'interaction de cet astre avec les structures complexes de son environnement. Sgr A* est donc un laboratoire privilégié pour comprendre les processus à l'œuvre aux abords des trous noirs et plus généralement dans l'ensemble des noyaux de galaxie. Il est de ce fait le trou noir supermassif pour lequel nous disposons des meilleures contraintes en termes de taille et d'activité. Sa masse est estimée à $4 \times 10^6 M_{\odot}$, et malgré la présence de structures gazeuses et de vents stellaires dans son environnement proche, sa luminosité quiescente en X se situe autour de $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ seulement. Cette particularité a motivé le développement de plusieurs modèles théoriques possibles, basés sur des flots d'accrétion ayant une efficacité radiative limitée, afin d'expliquer les observations. L'intensité de Sgr A* est également variable puisqu'elle montre des sursauts rapides pendant lesquels sa luminosité augmente jusqu'à deux ordres de grandeur au-dessus de sa luminosité quiescente. Il existe à ce jour plusieurs propositions pour rendre compte des processus physiques à l'origine de ces variations, et les mécanismes déclencheurs n'ont pas encore été clairement identifiés.

Prise dans son ensemble, l'activité actuelle de Sgr A* demeure au moins huit ordres de grandeur en dessous de sa luminosité d'Eddington. Cette caractéristique le classe parmi les trous noirs supermassifs connus les moins lumineux, mais cette faible luminosité n'est pas une exception puisque, dans l'Univers local, la fraction de noyaux de galaxie actifs représente moins de 1% des trous noirs supermassifs identifiés. L'état de quiescence de Sgr A* est, en ce sens, représentatif de l'état typique des noyaux de galaxie locaux ; étudier son activité peut donc nous permettre de contraindre les modèles radiatifs d'une grande partie de ces systèmes. Son émission quiescente présente un intérêt particulier puisqu'elle correspond à un régime d'activité différent des phénomènes d'accrétion étudiés dans les noyaux actifs de galaxie. De plus, en raison de sa proximité, Sgr A* est le seul objet pour lequel cet état de quiescence et la variabilité qui l'accompagne sont véritablement accessibles. L'émission transitoire non thermique de Sgr A* est très faible et est, de ce fait, difficile à contraindre. Néanmoins, elle implique que le système est dans un état optiquement mince ; le rayonnement est donc peu affecté par la matière et permet de voir les phénomènes tels qu'ils se déroulent à proximité de l'horizon du trou noir. Étudier la variabilité de cette source permet ainsi de contraindre les conditions physiques dans les régions internes du système.

Il est également intéressant d'étudier l'activité de cet objet sur des échelles de temps plus grandes, afin de comprendre son cycle d'activité et ainsi de pouvoir le relier aux noyaux de galaxie actifs ou faiblement actifs. Il semble en effet exister un phénomène de rétroaction entre l'activité des trous noirs supermassifs et l'évolution des structures au centre des galaxies qui les hébergent. Cependant, une partie des conditions physiques du milieu interstellaire présent dans les régions centrales des galaxies peut également être expliquée par des événements de formation stellaire intenses. Pour contraindre séparément l'activité stellaire et l'activité du moteur central, toutes deux situées dans les régions internes des galaxies, il est donc important de chercher des traces pouvant être clairement attribuées à l'un ou l'autre de ces deux processus. Il existe ainsi un certain nombre de traces de l'activité passée des régions centrales de notre Galaxie et il y a, en particulier, de fortes indications pour que Sgr A* ait connu un niveau d'activité plus élevé dans le passé. L'étude de l'environnement du trou noir peut donc permettre de contraindre une partie des phénomènes de rétroactions à l'œuvre pour ce système spécifique, et ainsi, d'aider à la compréhension des autres noyaux de galaxie.

Dans le cadre de cette thèse, je me suis intéressée aux phénomènes variables relatifs à l'activité actuelle et passée du trou noir supermassif au centre de notre Galaxie. Mon travail de thèse est donc divisé en deux parties principales : l'une s'intéressant à l'activité actuelle, qui peut être étudiée par l'intermédiaire d'observations directes de l'émission à la position du trou noir, et l'autre consacrée à l'étude de l'activité passée du trou noir, qui utilise des observations de l'émission X non thermique réfléchiée par la matière moléculaire présente au centre de la Galaxie. J'ai décidé d'organiser ce manuscrit de la manière suivante. Le Chapitre 1 présente les connaissances actuelles concernant Sgr A* et son activité, mises en perspectives par rapport à celles portant sur les autres trous noirs connus. Ce premier chapitre se termine sur un certain nombre de questions ouvertes quant à l'activité du trou noir et identifie les points spécifiques étudiés dans cette thèse. Dans la mesure où l'activité du trou noir est intimement liée à son environnement, le Chapitre 2 présente ensuite les contraintes disponibles concernant la matière et l'émission, à plusieurs échelles, à l'intérieur de la zone moléculaire centrale. Mon travail étant principalement basé sur l'analyse d'observations, j'ai ensuite regroupé dans le Chapitre 3 une description des différents instruments et des observations utilisés, ainsi que les principales étapes de la réduction des données que j'ai réalisée. Commence ensuite la Partie II, relative à l'activité actuelle du trou noir, dans laquelle je présente d'abord une description détaillée des processus radiatifs possibles pour expliquer l'émission non thermique détectée lors des sursauts de Sgr A*. Le Chapitre 4 constitue ainsi une introduction à la campagne d'observation menée par notre groupe pour mieux contraindre les processus physiques à l'œuvre lors des sursauts d'activité du trou noir. Les résultats de cette campagne d'observation sont ensuite présentés au Chapitre 5. La Partie III constitue l'essentiel de mes contributions et contient quatre chapitres présentant, dans l'ordre, les modèles d'émission relatifs aux processus de réflexion utilisés pour contraindre l'activité passée de Sgr A* (Chapitre 6), l'étude de cette émission réalisée sur une région spécifique avec une résolution spatiale fine (Chapitre 7), une étude similaire étendue à l'ensemble de la zone moléculaire centrale (Chapitre 8) et enfin, une interprétation des contraintes observationnelles obtenues, en termes d'activité passée de Sgr A* (Chapitre 9). Les conclusions et les perspectives relatives à l'ensemble des aspects étudiés dans cette thèse sont présentées dans le Chapitre 10.

Première partie

UN TROU NOIR SUPERMASSIF AU CENTRE DE LA VOIE LACTÉE

CHAPITRE 1

Sagittarius A*, un trou noir supermassif

Sommaire

1.1	Trous noirs : modèles et phénomènes d'accrétion	6
1.1.1	Modèles théoriques proposés	6
1.1.2	Phénomènes d'accrétion comme source de rayonnement	10
1.2	Trous noirs et trous noirs supermassifs dans l'Univers	13
1.2.1	Contraintes observationnelles	13
1.2.2	Variabilité et cycle d'activité des trous noirs supermassifs	15
1.3	Le trou noir supermassif le plus proche, Sagittarius A*	16
1.3.1	Contraintes sur la masse et la taille du trou noir au centre de la Galaxie . . .	16
1.3.2	Spectre quiescent et caractéristiques du flot d'accrétion	19
1.3.3	Variabilité de l'émission du trou noir Sgr A*	22
1.4	Questions ouvertes concernant l'activité de Sagittarius A*	24

Sagittarius A* est le trou noir supermassif au centre de la Galaxie. Les observations directes de cet objet et de son environnement proche permettent d'établir des contraintes fortes quant à son activité. Par ailleurs, sa proximité et sa taille font de cet astre un laboratoire privilégié pour étudier l'ensemble des processus à l'œuvre aux abords des trous noirs. Ce chapitre introductif présente tout d'abord les contraintes théoriques et les modèles utilisés pour décrire les trous noirs (Section 1.1). Cette première section fournit les outils pour comprendre les paramètres et les grandeurs caractéristiques utilisées tout au long de cette thèse. Nous présentons ensuite les observables et les propriétés relatives à l'ensemble des trous noirs connus, notamment les trous noirs supermassifs au centre des galaxies proches auxquels Sagittarius A* peut être directement comparé, mais également les trous noirs stellaires qui permettent d'explorer des phénomènes similaires sur des échelles de temps plus restreintes (Section 1.2). Enfin, la Section 1.3 présente mon objet d'étude : Sagittarius A*. Cette section décrit les propriétés de cet astre (taille, masse, distance), les caractéristiques de son émission quiescente, ainsi qu'une première présentation de sa variabilité quotidienne dont les observables seront détaillées au Chapitre 4. Les traces de son activité passée qui seront explicitées au Chapitre 2 sont également brièvement évoquées ici pour discuter la possible variabilité de l'émission du trou noir sur des échelles de temps et d'intensité plus importantes. La

dernière section présente les questions ouvertes quant à l'activité de Sgr A* et détaille les points spécifiques auxquels mon travail de thèse s'est intéressé.

1.1 Trous noirs : modèles et phénomènes d'accrétion

Les trous noirs ont d'abord été des curiosités purement théoriques, des astres hypothétiques résultant de l'effondrement gravitationnel de la matière sur elle-même. Dans un premier temps nous passons donc en revue les propriétés principales des trous noirs données par les modèles théoriques qui les décrivent, à savoir : la déformation de l'espace temps engendrée, les différents rayons caractéristiques, ainsi que les processus d'émission thermique et non thermique pouvant être observés aux abords de ces objets. Le contenu de cette section est principalement issu des ouvrages publiés par Shapiro & Teukolsky (1983) et par Longair (2011).

1.1.1 Modèles théoriques proposés

La première intuition relative aux trous noirs est apparue au XVIII^e siècle, dans le cadre de la formulation Newtonienne de la théorie de la gravitation et l'interprétation corpusculaire de la lumière. Mitchell et Laplace ont alors envisagé l'existence d'astres obscurs, depuis lesquels la lumière ne pourrait s'échapper. L'idée repose sur le fait que la vitesse de libération v_{lib} , qui définit la vitesse minimale à fournir à un objet pour qu'il s'arrache d'une attraction gravitationnelle, peut être supérieure à la vitesse de la lumière c . En particulier, le potentiel gravitationnel à la surface d'un corps de masse M et de rayon R est fonction de ces deux paramètres et de la constante gravitationnelle G ,

$$\Phi(R) = -\frac{GM}{R} = -\mathcal{C}c^2, \quad \text{avec la compacité de l'objet,} \quad \mathcal{C} = \frac{GM}{Rc^2}. \quad (1.1)$$

Dans la limite Newtonienne, la vitesse de libération correspondante s'écrit donc,

$$v_{lib} = \sqrt{\frac{2GM}{R}} = c\sqrt{2\mathcal{C}}. \quad (1.2)$$

Ainsi, plus la compacité de l'astre est importante plus il est difficile d'extraire un objet de son champ de gravitation. Notamment, si la compacité de l'astre dépasse la limite $\mathcal{C} = 0.5$, la vitesse de libération est alors supérieure à la vitesse de la lumière. Dans le cadre Newtonien, il peut donc exister des objets « compacts » depuis lesquels la lumière ne peut s'échapper. De tels astres sont obscurs : ce sont des trous noirs. A titre indicatif, un astre obscur de masse solaire ($M_{\odot} \sim 2 \times 10^{30}$ kg) aurait un rayon inférieur à 3 km. Néanmoins, le champ de gravité au voisinage de ces objets serait tel qu'ils ne peuvent être décrits que dans le cadre de la Relativité Générale. Nous rappelons ci-dessous les principales caractéristiques des différentes catégories d'objets compacts, avant de présenter deux modèles décrivant les trous noirs : le trou noir de Schwarzschild et le trou noir de Kerr.

Le trou noir : un objet compact parmi d'autres

Un objet est dit compact si son paramètre de compacité \mathcal{C} , défini à l'équation (1.1), est supérieur à 10^{-4} . Il existe ainsi trois catégories d'objets compacts, qui sont, par ordre de compacité croissante : les naines blanches, les étoiles à neutrons, et les trous noirs. Ces astres sont donc tous responsables d'une déformation importante de l'espace temps dans leur environnement proche et sont également sujets à des événements violents libérant de grandes quantités d'énergie.

Les naines blanches. Elles constituent le stade final de l'évolution des étoiles de faible masse (inférieure à $8-9 M_{\odot}$), et résultent de l'effondrement gravitationnel de la matière après l'arrêt des réactions de fusion thermonucléaire. Pour ces astres de compacité $\mathcal{C} \sim 10^{-4}-10^{-3}$, la pression de dégénérescence des électrons s'oppose au potentiel gravitationnel. Les naines blanches ont donc une masse maximale de $1.4 M_{\odot}$, la masse de Chandrasekhar, et au-delà de cette masse, l'astre s'effondre vers un état encore plus dense. Les naines blanches ont un rayon typique d'environ 5000 km et donc une densité de l'ordre de $10^6-10^7 \text{ g cm}^{-3}$. Malgré leur petite taille, les naines blanches sont suffisamment chaudes ($T > 10^4 \text{ K}$) pour que leur rayonnement thermique soit détectable, notamment dans le domaine visible, lorsqu'elles sont situées dans la partie de la Galaxie proche du Système solaire.

Les étoiles à neutrons. Elles constituent un stade final possible de l'évolution des étoiles de grande masse (supérieure à $9 M_{\odot}$), et résultent de l'effondrement gravitationnel de la matière après l'arrêt des réactions de fusion thermonucléaire. Pour ces astres de compacité $\mathcal{C} \sim 0.2-0.4$, c'est la pression de dégénérescence des neutrons relativistes qui s'oppose au potentiel gravitationnel. Il existe donc également une masse maximale pour les étoiles à neutrons, mais sa valeur précise dépend de l'équation d'état de la matière dégénérée aux densités supra-nucléaires qui est mal connue. Sans tenir compte de la Relativité Générale, une limite ferme est donnée à $5 M_{\odot}$ mais cette masse limite pourrait en réalité se situer autour de $3 M_{\odot}$. En pratique, les étoiles à neutrons ont des masses typiques allant de 1.4 à $2 M_{\odot}$ environ, un rayon de 10 km, et ont donc une densité de l'ordre de $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$. Ces astres refroidissent rapidement après leur formation et ont généralement des températures de l'ordre de 10^6 K , ils émettent donc dans le domaine des rayons X. Néanmoins, en raison de leur petite taille, cette émission thermique est relativement faible et n'est détectée qu'en provenance de quelques objets très proches. La majorité des étoiles à neutrons ont donc été détectées grâce à d'autres processus radiatifs, liés au fort champ magnétique de ces objets ($B \sim 10^8-10^{15} \text{ G}$ selon le type d'étoile à neutrons) ou à des phénomènes d'accrétion. La plupart, plus de 2000, sont connues pour leur rayonnement pulsar : ce sont des étoiles à neutrons fortement magnétisées ($B \sim 10^{12} \text{ G}$) ayant une rotation propre rapide (avec une période $\lesssim 1 \text{ s}$). Au Chapitre 9, nous reviendrons sur les propriétés du rayonnement des étoiles à neutrons fortement magnétisées, aussi appelées magnétars, ainsi que sur les caractéristiques de certains systèmes binaires émettant en rayons X.

Les trous noirs. Il s'agit des objets astrophysiques les plus compacts et pour lesquels, par convention, $\mathcal{C} = 1$. Tout comme les étoiles à neutrons, ces objets peuvent résulter de l'évolution stellaire des étoiles de grande masse (supérieure à $10 M_{\odot}$), et nous parlons alors de trous noirs stellaires ($M \sim 3-100 M_{\odot}$). Il existe également des trous noirs dits supermassifs ($M \sim 10^6-10^9 M_{\odot}$), tels que Sagittarius A*, qui se situent au cœur de galaxies également massives et qui résultent probablement de l'effondrement de structures beaucoup plus importantes. Pour ces deux types de trous noirs, le potentiel gravitationnel est tel qu'aucune force ne peut s'opposer à l'effondrement de la matière sur elle-même. L'ensemble de la masse pourrait donc être concentrée en un point : la singularité centrale. Ainsi, la structure de ces objets n'est pas définie de manière univoque et il faut avoir recours à des modèles théoriques décrivant la déformation de l'espace temps à proximité des trous noirs afin d'en extraire quelques dimensions caractéristiques. Enfin, un trou noir isolé ne rayonne pas (nous négligeons dans cette thèse le rayonnement de Hawking qui est trop faible pour être détecté), mais des épisodes d'émission intense peuvent néanmoins être détectés en provenance de ces objets lorsque surviennent des processus d'accrétion de la matière environnante (cf. Section 1.1.2).

Trou noir sans rotation : le trou noir de Schwarzschild

La métrique de Schwarzschild propose une solution aux équations de champ d'Einstein dans le cas d'une distribution de masse sphérique, et peut donc rendre compte de l'espace temps à l'extérieur d'un trou noir non chargé et sans rotation. La métrique est la suivante,

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{R_S}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (1.3)$$

Le temps et les trois coordonnées de l'espace sont données par t , r , θ et ϕ , et les lignes de cet espace à quatre dimensions empruntées par les photons correspondent aux solutions de l'équation $ds^2 = 0$. R_S est le rayon de Schwarzschild et il est défini comme suit,

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \sim 2.95 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ km}. \quad (1.4)$$

Il est curieux de constater que ce rayon est identique à celui invoqué dans le cadre Newtonien (cf. équation 1.2). Dans le modèle de Schwarzschild, ce rayon correspond à une singularité et constitue à la fois une limite statique et un horizon des événements. Autrement dit, une fois passée la limite $r = R_S$, le rayonnement et la matière s'écoulent forcément vers le centre du trou noir ; à l'intérieur de ce rayon, toute détection par un observateur lointain est donc impossible. Néanmoins, un changement de coordonnées peut montrer que cette première singularité n'est qu'apparente. Ainsi, une particule en chute libre vers le trou noir ne subira aucun accident à la traversée de l'horizon des événements. La métrique peut donc être considérée comme régulière en tout point, à l'exception de $r = 0$. Cette singularité centrale est liée au fait que le modèle physique considéré concentre toute la masse de l'objet en un point, et elle démontre probablement notre incompréhension d'une partie des phénomènes gravitationnels en jeu à proximité de cette singularité centrale. La Relativité Générale est en effet une théorie non quantique et n'est donc pas adaptée pour décrire les conditions physiques aux dimensions proches ou inférieures à la longueur de Planck. Enfin, la relativité générale prédit qu'un corps trop proche de l'horizon des événements ne peut pas se maintenir sur une orbite stable autour du trou noir. Il est ainsi possible de définir la dernière orbite stable qui, pour un trou noir de Schwarzschild, se situe à $3 R_S$. A des distances supérieures, la matière se comporte comme dans un champ Newtonien et les orbites sont donc Képlériennes.

Nous pouvons également nous interroger sur l'apparence qu'aurait un trou noir de Schwarzschild si nous étions capable d'obtenir une image avec une résolution proche de l'horizon des événements. Si le trou noir est isolé, la déformation de l'espace temps par son champ gravitationnel intense devrait permettre de le mettre en évidence. Grâce à ces effets, appelés lentilles gravitationnelles, le rayonnement provenant des arrières plans du trou noir est alors visible sous la forme d'anneaux autour de l'astre obscur (cf. Figure 1.1c). Par ailleurs, si le trou noir est soumis à des phénomènes d'accrétion (cf. Section 1.1.2), il est probable que la matière forme un disque d'accrétion autour de l'objet à partir d'une distance $r \geq 3 R_S$, correspondant à la dernière orbite stable autour d'un trou noir de Schwarzschild. Dans ce cas, le disque d'accrétion constitue une région très brillante à proximité de l'astre et, pour un observateur lointain, son aspect est fortement déformé par le champ de gravité qui dévie, aux abords du trou noir, le rayonnement émis par le disque (cf. Figure 1.1a, b et d). Il est également possible que le phénomène d'accrétion s'accompagne de l'éjection d'une partie de la matière, notamment sous la forme d'un jet relativiste puissant, perpendiculaire au disque d'accrétion.

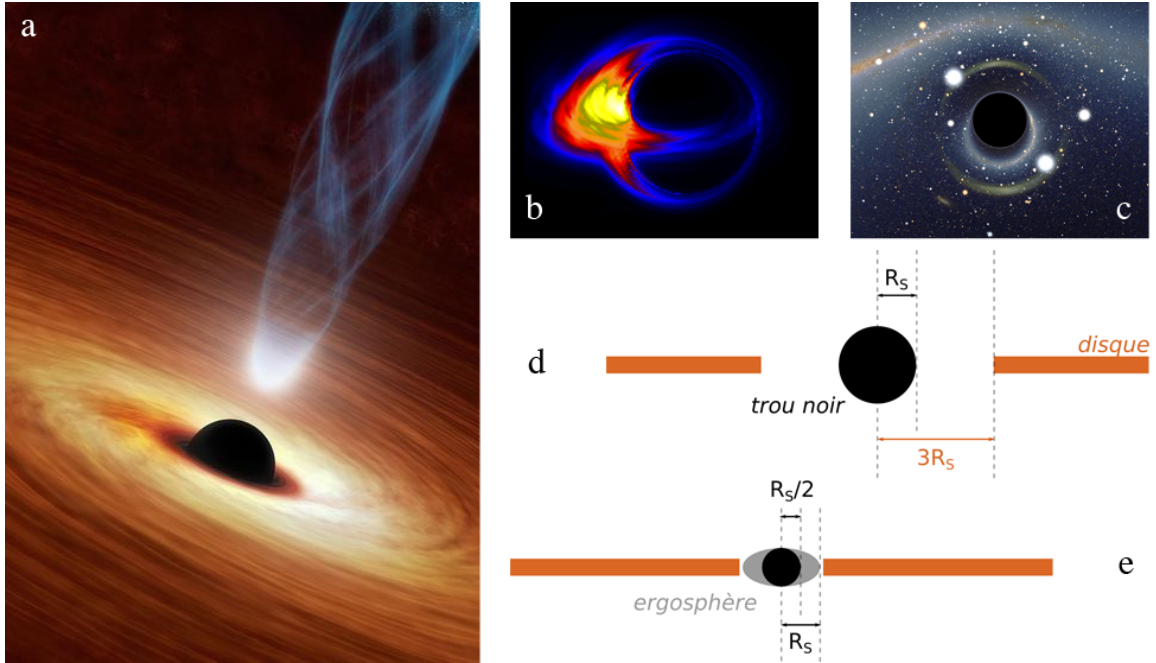


FIGURE 1.1 – (a) Vue d'artiste d'un trou noir présentant un disque d'accrétion et un jet collimaté (NASA/JPL/Caltech). (b) Simulation réalisée par Dexter et al. (2009) présentant l'aspect du disque en rotation autour du trou noir incliné à 70° et prenant en compte les effets relativistes. L'apparence du trou noir est asymétrique en raison de la rotation du disque et de l'effet Doppler associé. (c) Calcul rendant compte de la déformation de l'espace temps engendrée par la présence d'un trou noir. Le rayonnement passant à proximité de l'objet est dévié par ce dernier et crée des anneaux de lumière appelés lentilles gravitationnelles (A. Riazuelo/IAP/UPMC/CNRS). (d) Schéma présentant la structure d'un système comportant un trou noir (délimité par l'horizon des événements) et son disque d'accrétion, telle que décrite par la métrique de Schwarzschild. La limite interne du disque correspond à la dernière orbite stable à $3 R_S$. (e) Schéma présentant la structure d'un trou noir de Kerr ayant un paramètre de spin $a = 1$, dans le cas où le disque tourne dans le même sens que l'objet central. Dans le cas contraire, la limite interne du disque est située au-delà de $4.5 R_S$.

Trou noir en rotation : le modèle de Kerr

Dans la mesure où les scénarios de formation des trous noirs invoquent généralement des objets en rotation sur eux-mêmes, il est fort probable que les trous noirs possèdent également un mouvement angulaire. Pour prendre en compte la rotation du trou noir, il est possible de généraliser la métrique de Schwarzschild en ajoutant un seul paramètre : le paramètre de spin (ou paramètre de Kerr), défini par,

$$a = \frac{Jc}{GM^2}, \quad \text{où } J \text{ est le moment cinétique du trou noir.} \quad (1.5)$$

Pour les trous noirs astrophysiques, le paramètre a est compris entre 0 (le trou noir de Schwarzschild) et 1. La rotation du trou noir modifie la position de l'horizon des événements qui, pour un trou noir de Kerr, se situe à,

$$R_{\text{horizon}} = \frac{R_S}{2} \left(1 + \sqrt{1 - a^2} \right). \quad (1.6)$$

Ainsi, plus le moment cinétique est important, plus l'horizon des événements se situe proche de la singularité, entre $1 R_S$ pour un trou noir statique et $0.5 R_S$ pour un trou noir de Kerr ayant un paramètre de spin $a = 1$. Dans le cas d'un trou noir en rotation, il existe une seconde limite, appelée

limite statique, distincte de l'horizon des événements, et donnée par un second rayon R_{statique} qui dépend de la coordonnée d'espace θ ,

$$R_{\text{statique}}(\theta) = \frac{R_S}{2} \left(1 + \sqrt{1 - a^2 \cos^2 \theta} \right). \quad (1.7)$$

Lorsque le trou noir est statique ($a = 0$), la relation $R_{\text{horizon}} = R_{\text{statique}} = R_S$ est vérifiée, et le modèle de Kerr donne donc les mêmes résultats que le trou noir de Schwarzschild. Néanmoins, lorsque le trou noir est en rotation, il apparaît une seconde région caractéristique, appelée ergosphère, qui est comprise entre R_{horizon} et $R_{\text{statique}}(\theta)$, comme représenté sur la Figure 1.1e. Dans cette zone, le trou noir entraîne l'espace temps dans sa rotation, et il est donc impossible de ne pas tourner dans le même sens que l'astre. En revanche, tant que l'horizon des événements n'est pas franchi, il est encore possible de s'en échapper.

L'apparence d'un trou noir de Kerr sera probablement très semblable à celle d'un trou noir de Schwarzschild, avec néanmoins quelques nuances. Tout d'abord, la distance de la dernière orbite stable est modifiée. Le disque peut ainsi s'approcher aussi près du trou noir que l'horizon des événements s'il tourne dans le même sens que le trou noir (cf. Figure 1.1e), mais est rejeté à des rayons $r \geq 4.5 R_S$ s'il tourne dans le sens opposé. Ensuite, la rotation du trou noir devrait également engendrer quelques asymétries entre la position de sa surface apparente et celle de l'objet réel.

Vers des modèles plus complexes ?

Il existe également des modèles de trous noirs chargés, décrits notamment par la métrique de Kerr-Neumann. Néanmoins, un trou noir chargé semble peu probable dans un contexte astrophysique, puisque le champ électromagnétique résultant attirerait rapidement les particules de charge opposée et rétablirait la neutralité de l'objet. Ainsi, la masse M et le moment cinétique J du trou noir suffisent à contraindre les propriétés de ces objets, via la métrique de Kerr.

1.1.2 Phénomènes d'accrétion comme source de rayonnement

Si un trou noir isolé ne rayonne pas, les phénomènes d'accrétion aux abords de ces objets peuvent en revanche être la source d'un rayonnement extrêmement intense. Cette émission est due à la conversion en rayonnement de l'énergie gravitationnelle libérée par la matière tombant vers l'objet compact. En particulier, une particule de masse m , en provenance d'une distance infinie, libère une énergie gravitationnelle $\Delta E_{\text{acc}} = \mathcal{C}mc^2$ pendant son trajet jusqu'à la « surface » d'un astre de compacité \mathcal{C} . La luminosité théorique du flot d'accrétion vaut donc,

$$L_{\text{acc}} = \eta_{\text{rad}} \mathcal{C} \dot{m} c^2, \quad (1.8)$$

où \dot{m} est le taux d'accrétion et η_{rad} l'efficacité de la conversion d'énergie gravitationnelle en énergie lumineuse. La valeur de l'efficacité radiative dépend des modèles mais les estimations indiquent des luminosités de l'ordre de $L_{\text{acc}} = 0.1 \dot{m} c^2$, soit plus d'un ordre de grandeur au-dessus de la puissance libérée par la fusion nucléaire de l'hélium ; les trous noirs sont donc paradoxalement très brillants pendant les phases d'accrétion. Ce phénomène permet ainsi d'expliquer la luminosité des astres les plus énergétiques de l'Univers que sont les quasars.

La luminosité d'Eddington

Les considérations relatives à la luminosité des phénomènes d'accrétion laissent présager des luminosités très importantes. Néanmoins, la luminosité de l'objet ne peut pas augmenter indéfiniment. En effet, à partir d'un certain flux, la pression de radiation est telle qu'elle s'oppose à l'attraction gravitationnelle et limite le taux d'accrétion. Cette seconde force s'écrit en fonction du flux de photons (d'énergie $h\nu$), de la section efficace de Thomson σ_T et de l'impulsion des photons individuels,

$$f_{\text{rad}} = \frac{L_{\text{acc}}}{4\pi r^2 h\nu} \sigma_T \frac{h\nu}{c}. \quad (1.9)$$

Ainsi le taux d'accrétion \dot{m} ne peut augmenter indéfiniment et la luminosité résultante L_{acc} non plus. La luminosité maximale, appelée luminosité d'Eddington, est déduite de l'équilibre entre la force de radiation et la force d'attraction gravitationnelle. En pratique, le gaz accrété est essentiellement composé d'hydrogène, donc d'électrons et de protons. Néanmoins, la masse des protons m_p est trois ordres de grandeur supérieure à celle des électrons et ces derniers peuvent donc être négligés. Dans l'hypothèse d'un flot d'accrétion à symétrie sphérique, la luminosité d'Eddington s'écrit alors,

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \sim 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1}. \quad (1.10)$$

Cette luminosité maximale peut être atteinte lors des épisodes d'accrétion les plus intenses.

Le disque d'accrétion : une source d'émission thermique

Lorsque du gaz tombe en direction d'un objet compact avec un léger moment angulaire, il se place sur des orbites képlériennes autour de l'astre. Les régions internes tournant plus vite que les régions externes, la viscosité du gaz entraîne alors de violentes frictions qui ont deux effets principaux. Premièrement, les orbites deviennent circulaires et forment un disque. En effet, les régions internes ralentissent progressivement à cause des frottements et perdent donc du moment angulaire jusqu'à atteindre la dernière orbite stable puis plonger vers le trou noir, tandis que les anneaux externes acquièrent du moment angulaire et s'étalent vers l'extérieur, formant ainsi le disque. Deuxièmement, les frottements augmentent la température du disque qui rayonne alors, avec un spectre composé de plusieurs corps noirs. Le phénomène est ainsi caractérisé par une échelle de temps dynamique correspondant au temps de traversée de la dernière orbite stable,

$$t_{\text{dyn}} \gtrsim \frac{R_S}{c} = 10^{-5} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ s}, \quad (1.11)$$

qui varie linéairement avec la masse du trou noir. Un disque d'accrétion et la variabilité de son émission révèlent donc les phénomènes d'accrétion en cours très près de l'objet central.

Il existe plusieurs modèles de disques. Nous ne présenterons ici que le modèle standard qui décrit un disque géométriquement mince mais optiquement épais (Shakura & Sunyaev, 1973). Le modèle néglige l'auto-gravité du disque et considère donc un disque permanent, axisymétrique et géométriquement fin, c'est-à-dire ayant un rayon R_{disque} grand devant la hauteur $2H$ du disque. Dans ce modèle, c'est le mouvement de rotation des particules autour de l'objet central qui domine. La structure verticale du disque est donc liée à la viscosité du gaz, $\nu = \alpha c_s H$, où c_s est la vitesse du son dans le milieu, et α un paramètre adimensionné, compris entre 0 et 1, qui rend compte des caractéristiques physiques de la viscosité. Ces dernières n'étaient pas bien comprises au moment du développement

du modèle et sont aujourd'hui attribuées au phénomène d'instabilité magneto-rotationnelle (Balbus & Hawley, 1991). Le rayonnement d'un tel disque peut ensuite être estimé en supposant que le plasma est optiquement épais dans la direction perpendiculaire au disque. Ainsi, le disque initial peut être décomposé en anneaux ayant chacun un spectre de corps noir et dont la température dépend de leur distance au centre. L'expression complète de la température en fonction du rayon peut être calculée en égalisant le taux de dissipation d'énergie visqueuse par unité de surface et le flux de rayonnement. La température maximale du disque peut alors être estimée par l'équation suivante,

$$T_{max} \sim 1.3 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \times \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot} \text{ an}^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{R_{in}}{10 \text{ km}} \right)^{-3/4} \times 10^7 \text{ K}, \quad (1.12)$$

où R_{in} est le rayon interne du disque. Ainsi, la température d'un disque optiquement épais autour d'un trou noir de type stellaire est typiquement de l'ordre de $2 \times 10^7 \text{ K}$, ce qui correspond à un rayonnement dans le domaine des rayons X mous (autour de 1 keV). Les températures de ce même type de disque formé autour des trous noirs supermassifs sont généralement inférieures et correspondent à un rayonnement dans la partie bleu-UV du spectre électromagnétique. Cette émission d'origine thermique caractérise généralement l'état d'activité dit « mou » des trous noirs.

Il existe également d'autres modèles pour lier le flot d'accrétion au rayonnement thermique de ces objets, proposant notamment des disques optiquement fins et géométriquement épais et des efficacités radiatives plus faibles. Les modifications apportées par ces modèles sont évoquées dans la partie relative à Sagittarius A* (cf. Section 1.3).

L'émission non thermique : jets et couronnes

Les épisodes d'accrétion s'accompagnent également d'une émission non thermique, principalement liée à la présence d'électrons relativistes dans des jets ou dans une région appelée la couronne. Les processus d'émission synchrotron et Compton inverse à l'œuvre dans ces structures et mentionnés ci-après sont explicités au Chapitre 4.

Présence potentielle d'un jet. L'origine et la formation des jets sont vraisemblablement liées aux processus magnéto-hydrodynamiques accompagnant le phénomène d'accrétion mais elles n'ont pas encore été clairement identifiées. Ces processus peuvent en effet générer une accélération, à des vitesses relativistes, d'électrons qui sont alors fortement collimatés et peuvent former un jet. Ces électrons créent l'émission synchrotron pouvant être détectée du domaine radio aux rayons X, selon la quantité d'énergie libérée. Cette population d'électrons peut également, par effet Compton inverse, augmenter l'énergie d'une partie des photons émis dans le jet ou dans le disque, et créer ainsi une composante d'émission plus dure, détectable dans un domaine d'énergie pouvant aller des rayons X aux rayons γ de quelques TeV.

Emission de la couronne. Les trous noirs qui ne possèdent pas de jet visible présentent néanmoins une composante d'émission non thermique. Dans ce cas, ce sont les électrons d'un plasma, contenu dans une région appelée « la couronne » qui sont responsables de l'émission Compton inverse ; ces électrons ont une distribution thermique avec des températures de plusieurs dizaines de keV et sont situés quelque part au-dessus ou à proximité du disque. Les énergies produites sont donc moins élevées que dans le cas d'un jet, et il existe notamment une cassure du spectre en deçà de 100 keV. L'origine et la position exacte de la couronne sont largement inconnues.

1.2 Trous noirs et trous noirs supermassifs dans l'Univers

Les trous noirs ont d'abord été pensés comme des curiosités théoriques, pour une raison simple : il n'était pas envisageable que des objets aussi étranges puissent effectivement exister. Néanmoins, à partir des années 60, la découverte de sources compactes en rayons X (Giacconi et al., 1962), des premiers quasars (Schmidt, 1963) et d'objets exotiques tels que les pulsars (Hewish et al., 1968), laisse penser que des trous noirs peuvent être présents dans l'Univers.

La définition d'un trou noir étant basée sur la Relativité Générale, la seule preuve véritablement irréfutable de l'existence des trous noirs proviendrait de la mesure du potentiel gravitationnel à l'échelle de l'horizon des événements. En principe, résoudre spatialement les orbites de particules test (par exemple des étoiles) très proches de l'objet compact devrait permettre de fournir une telle preuve. Cependant, les instruments actuels n'ont pas encore la résolution nécessaire pour contraindre les orbites aux échelles correspondantes. Avec des ambitions plus raisonnables, il est néanmoins possible de montrer que le potentiel gravitationnel de l'objet est dominé par une masse compacte, non stellaire, et que sa concentration est telle, que cet objet ne peut pas être autre chose qu'un trou noir, dans la mesure où toutes les autres configurations envisageables sont, soit plus étendues, soit instables, soit produisent plus de rayonnement.

1.2.1 Contraintes observationnelles

La première preuve sérieuse de l'existence des trous noirs a été établie sur le système binaire Cygnus X-1 (Bolton, 1972; Webster & Murdin, 1972) : la masse de l'objet compact étant d'au moins de $6 M_{\odot}$, seule l'hypothèse du trou noir stellaire était envisageable (cf. Section 1.1.1). Depuis, le nombre de candidats trous noirs stellaires ou supermassifs n'a cessé d'augmenter et nous revoyons ci-dessous les principales caractéristiques permettant de mettre en évidence ces objets, ainsi que les contraintes observationnelles dont nous disposons. Une description plus exhaustive de ces systèmes est proposée dans les ouvrages publiés par Lewin et al. (1997) et par Beckmann & Shrader (2012).

Les trous noirs stellaires

Les trous noirs de masse stellaire actuellement détectés sont tous inclus dans des systèmes binaires. L'étoile compagnon à proximité constitue alors un réservoir de matière qui est progressivement accrétée par l'intermédiaire de vents stellaires ou par remplissage du lobe de Roche, créant généralement un disque d'accrétion autour de l'objet compact. Pour ces objets, nous disposons donc de deux sources d'information : le rayonnement optique-infrarouge de l'étoile compagnon qui nous renseigne sur sa masse et ses paramètres orbitaux, et le rayonnement X qui provient essentiellement du flot d'accrétion. Ces observables permettent de contraindre certaines caractéristiques de l'objet compact.

Contraintes concernant la compacité de l'objet. Les paramètres orbitaux du système binaire peuvent permettre d'estimer une taille maximale de l'objet compact en orbite autour de l'étoile, mais, dans le cas des trous noirs stellaires, c'est la variabilité de l'émission X qui fournit les contraintes les plus précises. En effet, le flot d'accrétion sonde l'espace au plus près du trou noir et l'échelle de temps des variations permet donc d'établir des contraintes fortes sur la distance séparant la région émettrice de l'objet accrétant. Ainsi, les variations de l'ordre de 10 ms observées dans la courbe de lumière de Cygnus X-1 impliquent que l'objet central ne peut pas dépasser $R \leq 3000$ km et prouve ainsi la compacité de cet objet.

Contraintes sur la masse de l'objet compact. Dans un système binaire, les paramètres orbitaux de l'étoile en orbite autour de l'objet compact peuvent être mesurés par la méthode des vitesses radiales. Cette méthode mesure le décalage spectral produit le long de la ligne de visée par le mouvement de l'étoile au cours de son orbite. Elle permet ainsi de déterminer la masse minimale de l'objet compact. Cette première contrainte peut être précisée si la masse de l'étoile compagnon et/ou si l'inclinaison du système binaire sont connus (en cas de présence d'éclipses, par exemple). Si la masse de l'objet compact ainsi déterminée est supérieure à la masse maximale autorisée pour une étoile à neutrons, l'objet est alors considéré en tant que candidat trou noir. Néanmoins, la masse maximale des étoiles à neutrons étant mal définie (cf. Section 1.1.1), les études distinguent les objets de masse supérieure à $5 M_{\odot}$ qui sont alors comptabilisés comme candidats « sûrs ». C'est le cas de Cygnus X-1.

Existe-t-il un horizon des événements ? Une partie des systèmes binaires émettant en rayons X présente des sursauts X qui sont interprétés en tant qu'explosions thermonucléaires liées à l'accumulation de matière à la surface de leur objet compact. Il est intéressant de constater que de tels événements n'ont jamais été observés dans les systèmes présentant un candidat trou noir. Par ailleurs, en période de quiescence, les candidats trous noirs sont sous-lumineux par rapport à la moyenne des binaires X (Remillard et al., 2006). Ces deux caractéristiques pourraient traduire l'absence de surface pour les candidats trous noirs. Néanmoins, démontrer l'existence d'un horizon des événements autour des trous noirs stellaires est pour l'instant hors de portée.

Les trous noirs supermassifs

Des trous noirs supermassifs ont été identifiés au centre de certaines galaxies. Les processus conduisant à leur formation sont encore mal compris mais sont probablement liés à la formation générale des structures, puisque plusieurs corrélations entre les propriétés du bulbe central de la galaxie hôte et la masse du trou noir ont été observées. Il est ainsi possible que les trous noirs supermassifs soient le résultat de l'effondrement de cœurs de gaz denses lors de la formation des galaxies. En revanche, il est fort peu probable que ces trous noirs résultent d'une accrétion régulière sur des trous noirs stellaires puisque ce processus est lent, et que des objets très massifs sont observés à de très grandes distances, indiquant qu'ils ont été créés rapidement après la formation de l'Univers.

Les premiers postulats concernant l'existence de trous noirs supermassifs ont porté sur ces objets distants et extrêmement brillants appelés quasars. Ils ont été établis grâce à des observations dans le domaine des longueurs d'onde radio et visible, qui ont permis l'identification de sources compactes présentant un spectre fortement décalé vers le rouge. Ce décalage lié à l'effet Doppler cosmologique renseigne sur l'éloignement considérable de ces sources et indique une luminosité intrinsèque extrême. Par ailleurs, puisque l'émission en provenance des quasars varie rapidement, ces sources doivent être compactes et elles ont donc été interprétées comme des noyaux actifs de galaxie (AGN, Active Galactic Nuclei) dont le moteur est un trou noir supermassif en phase d'accrétion intense. Cette première découverte a ouvert la voie menant vers la détection de nombreux autres types de noyaux actifs ou faiblement actifs (LLAGN, Low Luminosity AGN), notamment dans l'Univers local.

Principales caractéristiques des AGN. Les AGN ont une luminosité proche de leur luminosité d'Eddington et sont aujourd'hui détectés dans l'ensemble de l'Univers visible. Ils sont répartis selon une classification détaillée rendant notamment compte de propriétés spectrales distinctes. Néanmoins, d'après le modèle d'unification, il semble possible de réduire à deux le nombre de ces catégories, selon que l'objet présente ou non un jet relativiste puissant et fortement collimaté responsable d'une

émission radio intense (environ 10% des sources). Les nombreuses autres classes d'AGN proposées dépendraient ainsi uniquement de l'orientation des systèmes étudiés par rapport à la ligne de visée (Urry & Padovani, 1995). L'émission de tous ces objets est directement liée aux phénomènes d'accrétion intenses auxquels ils sont soumis, et la présence d'un disque d'accrétion est notamment révélée par une bosse d'émission dans la partie visible-UV de leur spectre (cf. Section 1.1.2).

Principales caractéristiques des AGN faiblement lumineux. En raison de leur plus faible luminosité les LLAGN sont, quant à eux, majoritairement détectés dans l'Univers proche. Leur luminosité bolométrique moyenne se situe environ 10^5 fois en deçà de leur luminosité d'Eddington (Ho, 2009). De plus, les propriétés observées sont relativement différentes de celles des AGN, décrites ci-dessus. En particulier, la bosse d'émission dans le domaine visible-UV est absente, ce qui signifie que le modèle du disque optiquement épais n'est pas valide pour ces galaxies. Néanmoins, la faible luminosité observée ne peut pas uniquement s'expliquer par un plus faible taux d'accrétion, puisque le gaz généralement disponible dans les galaxies proches devrait, en théorie, permettre de produire une luminosité bien supérieure à celle observée dans la plupart des cas. Pour rendre compte de l'activité de ces objets, il faut donc avoir recours à des modèles de disques dont l'efficacité de rayonnement est bien inférieure à celle attendue dans le cas d'un disque géométriquement mince et optiquement épais (cf. Section 1.3.2). De plus, les observations des LLAGN dans le domaine radio laissent présager la présence d'un jet dans la majorité de ces objets (Nagar et al., 2005), ce qui est en adéquation avec les prédictions des modèles d'accrétion alternatifs proposés.

Le trou noir supermassif au centre de notre Galaxie, Sagittarius A*, est vraisemblablement un cas très particulier de LLAGN puisque, malgré sa luminosité particulièrement faible, certaines de ces propriétés peuvent s'expliquer par des modèles similaires à ceux proposés pour les LLAGN (cf. Section 1.3). L'étude de cet objet spécifique est importante puisque, en raison de sa proximité, il est sans doute le seul représentant observable des trous noirs supermassifs extrêmement peu lumineux, et qu'il permet de ce fait de contraindre les processus d'émission au plus proche de l'horizon des événements.

Unification des processus d'accrétion sur les différents types de trous noirs

Les trous noirs stellaires et les trous noirs supermassifs sont certainement très différents en termes de formation et d'interaction avec le milieu environnant. Néanmoins, quelles que soient l'origine et la quantité de matière accrétée, les processus d'accrétion ont des propriétés identiques, qu'il s'agisse d'un trou noir de quelques masses stellaires ou d'un trou noir supermassif. L'étude de ces deux catégories de trous noirs permet donc d'explorer les phénomènes d'accrétion sur des échelles de temps très différentes, puisque les échelles de temps dynamiques varient linéairement avec la masse de l'objet central. Ainsi, il est possible d'établir un parallèle entre les temps caractéristiques d'un trou noir stellaire typique et ceux d'un trou noir supermassif. Les premiers permettent d'anticiper les variations des AGN sur des échelles de plusieurs milliers d'années en les ramenant à des phénomènes de quelques jours seulement, tandis que les seconds permettent en théorie d'étudier la structure fine des variations les plus rapides avec une meilleure statistique, puisque les échelles dynamiques en dessous de la seconde, observées pour les trous noirs stellaires, durent plusieurs minutes pour les AGN.

1.2.2 Variabilité et cycle d'activité des trous noirs supermassifs

L'émission des trous noirs supermassifs, principalement liée aux phénomènes d'accrétion, est hautement variable sur des échelles de temps très différentes. De plus, il existe au moins deux états

d'activité distincts, représentés respectivement par les AGN et les LLAGN. En étudiant la population des trous noirs supermassifs présents dans l'Univers local, Greene & Ho (2007) ont montré que moins de 1% de cette population pouvait être considérée comme active. Ce résultat semble indiquer que le cycle d'activité de ces objets est relativement court, et qu'ils passent donc la plupart de leur temps dans un état relativement peu lumineux. Ces transitions d'état ont effectivement été observées pour les binaires X présentant un trou noir, sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure (pour une masse $M \sim 10 M_{\odot}$), pendant lesquelles le système passe d'un état dur (émission principalement non thermique) à un état mou (émission dominée par le disque d'accrétion). L'échelle de temps attendue pour une telle transition dans les trous noirs supermassifs serait de l'ordre de 50 ans et 10 000 ans, respectivement pour trou noir de masse $M \sim 4 \times 10^6$ et $10^9 M_{\odot}$.

En raison de ces échelles de temps longues par rapport à la période couverte par les observations disponibles, pour ces objets supermassifs aucune transition d'état n'a encore été observée directement. En revanche, l'émission d'un AGN peut laisser des traces visibles dans l'environnement de la galaxie hôte, traces qui peuvent perdurer pendant plusieurs millions d'années après un changement d'état vers un niveau d'activité plus bas. De telles traces ont été observées dans plusieurs galaxies, soit sous la forme de raies d'émission créées par la réflexion d'un rayonnement intense en UV (raie de fluorescence O_{III} détectée dans la galaxie IC2497, Schawinski et al., 2010) ou en X durs (raie de fluorescence $Fe K\alpha$, cf. Section 2.3), soit sous forme de vestiges liés à la relique d'un jet ou d'une émission d'énergie importante.

Il existe également des transitions brutales liées à des événements catastrophiques tels que la destruction d'une étoile par effets de marée. Ces événements, plutôt rares, ont été observés pour quelques trous noirs supermassifs tels que Sw 1644+57 (Bloom et al., 2011). Dans ce cas, la luminosité du trou noir peut atteindre des luminosités proches de sa luminosité d'Eddington, pendant une période de l'ordre de l'année, avec une émission principalement non thermique. Nous reviendrons plus en détail sur ces événements catastrophiques au Chapitre 9.

1.3 Le trou noir supermassif le plus proche, Sagittarius A*

Sagittarius A* est la contrepartie radiative du trou noir supermassif situé au centre de notre Galaxie, à environ 8 kpc seulement. Sa proximité, sa masse et son niveau d'activité en font un objet privilégié pour étudier les phénomènes d'accrétion au plus proche de l'horizon des événements, et avec la meilleure résolution possible. En raison de sa faible luminosité, la présence de Sgr A* n'a été détectée que récemment dans le domaine radio (Balick & Brown, 1974), dans le domaine infrarouge (Genzel et al., 2003) et en rayons X (Baganoff et al., 2001). Les contraintes observationnelles accumulées dans ces trois domaines de longueurs d'onde ont permis de faire de cet objet le candidat trou noir supermassif le mieux contraint (lire la revue de Genzel et al., 2010). Cette partie est dédiée à la description de ses principales propriétés, à savoir : les paramètres du trou noir, son émission quiescente ainsi que la variabilité observée.

1.3.1 Contraintes sur la masse et la taille du trou noir au centre de la Galaxie

Dans le parsec au centre de la Galaxie se trouvent un amas d'étoiles jeune, dont la densité décroît avec le rayon, et du gaz principalement ionisé (cf. Section 2.1). La présence supplémentaire d'un trou noir supermassif au centre a d'abord été purement spéculative (Lynden-Bell & Rees, 1971), puis une source radio compacte y a été détectée (Balick & Brown, 1974). Les premières indications de la

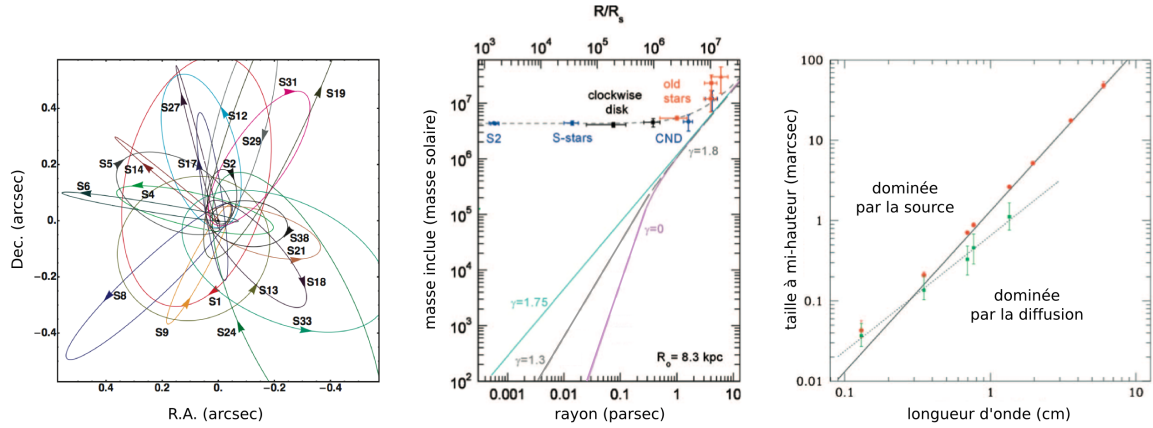


FIGURE 1.2 – (*Gauche*) Orbites déduites des mouvements d’une trentaine d’étoiles du groupe S en rotation autour du trou noir supermassif Sgr A*. L’orbite la plus proche correspond à l’orbite de l’étoile S2, également présentée à la Figure 1.3. L’image est issue de Gillessen et al. (2009b). (*Centre*) Masse enfermée à l’intérieur d’un certain rayon, estimée à partir des mesures réalisées sur différents objets présents dans les 10 pc au centre de la Galaxie. Les contraintes proviennent, par ordre de distances croissantes, de l’étoile S2, du groupe d’étoiles S (S-stars), du disque d’étoile jeune (clockwise disk), du gaz neutre (CND) et de la population d’étoiles plus âgée (old stars). Les courbes sous-jacentes indiquent la possible contribution d’un amas d’étoile pour différents profils de densité ($\rho \propto R^{-\gamma}$) et n’expliquent pas la masse centrale de $4 \times 10^6 M_{\odot}$. L’image est issue de Genzel et al. (2010). (*Droite*) Contraintes actuelles concernant la taille intrinsèque de Sgr A* obtenues à partir des observations VLBI. Aux plus grandes longueurs d’onde, la dimension de la source radio est dominée par la diffusion. A partir de quelques millimètres l’extension de la source est dominée par sa structure intrinsèque, ce qui permet d’estimer la taille physique de l’objet. L’image est issue de Genzel et al. (2010).

présence d’une source massive ont été fournies par la dynamique du gaz ionisé, dont les vitesses radiales augmentent jusqu’à quelques centaines de kilomètres par seconde, et suggèrent la présence de $10^6 M_{\odot}$ en plus de la masse pouvant être attribuée aux étoiles dans le parsec central (Wollman et al., 1977; Lacy et al., 1982, et Figure 1.2, centre). Néanmoins, cette preuve n’est pas pleinement satisfaisante puisque la dynamique du gaz peut être sensible à d’autres forces que la gravité (Kormendy & Richstone, 1995), et que l’intensité de la source radio dans les autres domaines de longueurs d’onde était jugée trop faible pour être un candidat crédible (Rees, 1982; Allen & Sanders, 1986).

Le développement de l’optique adaptative pour les télescopes au sol (présentée à la Section 3.2.2) a permis de suivre le mouvement des étoiles de groupe S en orbite autour de Sgr A*, et en particulier celui de S2, l’étoile la plus proche du trou noir supermassif (cf. Figure 1.2, gauche). Cette étoile est en orbite elliptique autour du trou noir, avec une période d’environ 15 ans, des vitesses atteignant jusqu’à plus de 5000 km s^{-1} , et un péricentre à moins de vingt heures lumière de Sgr A* (par exemple, Gillessen et al., 2009a). Les contraintes précises obtenues pour cette étoile sont représentées sur la Figure 1.3. Ces mesures, ainsi que les mesures équivalentes réalisées sur les autres étoiles de l’amas central, ont permis de déterminer précisément la masse au foyer de ces orbites Képlériennes. La masse de Sgr A* est ainsi évaluée à $4.3 \pm 0.4 \times 10^6 M_{\odot}$ (Ghez et al., 2008; Gillessen et al., 2009b).

A partir des mouvements orbitaux, il est acquis que la masse détectée est contenue dans une région s’étendant au plus jusqu’au péricentre de l’orbite de l’étoile S2, c’est-à-dire, d’une taille inférieure à 125 UA. La densité minimale de la source est donc de quelques $10^{15} M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$ et le centroïde de cette masse se situe à moins de 2 mas de la position de la source détectée en radio. Les distributions de

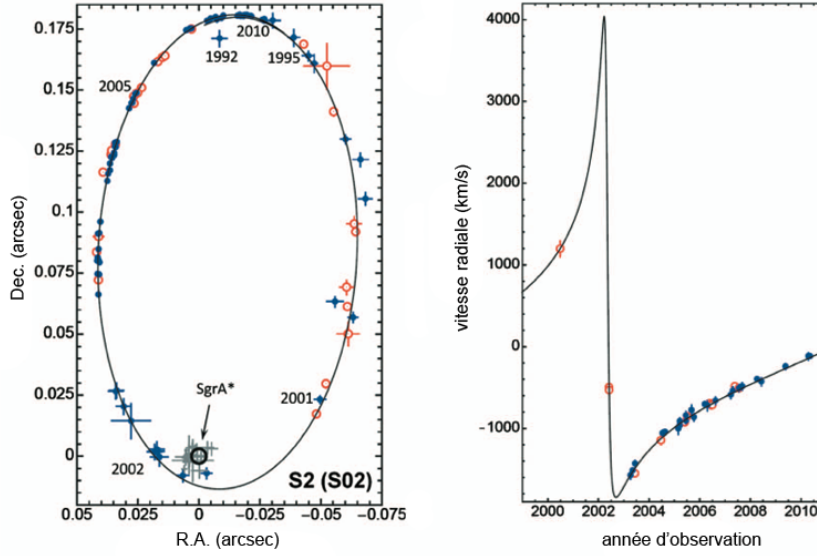


FIGURE 1.3 – (*Gauche*) Orbite de l'étoile S2 en coordonnées équatoriales ; (*Droite*) la vitesse radiale correspondante. L'orbite réelle est inclinée à 45° par rapport à la ligne de visée. Les points bleus représentent les données obtenues à l'aide du NTT (New Technology Telescope) puis du VLT (Very Large Telescope), tandis que les points orange correspondent aux données du Keck. Les croix grises représentent la position des différents sursauts d'activité mesurés dans la direction de Sgr A* ; le centre de masse dérivé des paramètres orbitaux se situe à l'intérieur du cercle noir. L'orbite de S2 passe donc seulement à quelques $1400 R_S$ du trou noir supermassif. L'image est issue de Genzel et al. (2010).

matière envisageables (par exemple, un amas de trous noirs stellaires) ayant une telle masse contenues dans un si petit volume ne sont stables que sur des durées inférieures à 10^5 ans, et auraient donc dû s'effondrer en un trou noir supermassif. De surcroît, les mesures VLBI (Very Long Baseline Interferometry) permettent de mesurer la taille de la source radio à différentes longueurs d'onde. Aux plus grandes longueurs d'onde sa dimension est dominée par la diffusion du signal par les électrons du milieu interstellaire en avant plan. Néanmoins, à partir de quelques millimètres, c'est la taille intrinsèque des structures qui domine (cf. Figure 1.2, droite) et à 1.3 mm, la source a une taille apparente de l'ordre de $37 \mu\text{arcsec}$ (soit environ $3.7 R_S$, Doeleman et al., 2008). Les incertitudes à 3σ sont à peine compatibles avec les valeurs minimales de 5 et $4.5 R_S$ respectivement prédites pour la taille apparente des trous noirs de Schwarzschild et de Kerr. Cependant, cette taille réduite pourrait être attribuée à une sous-structure liée au trou noir central, telle qu'un jet ou une région chaude dans le disque. Enfin, les mesures VLBI permettent de mesurer le mouvement propre de la source, mouvement qui s'avère très faible par rapport à celui des étoiles S en orbite autour de Sgr A*. Ce résultat indique que la source radio se situe effectivement au centre de la Galaxie et qu'elle contient une fraction significative de la masse dynamique du système. Les limites inférieure en masse et supérieure en taille permettent ainsi d'affirmer que la densité de la source radio est très proche de la densité prédite pour un trou noir supermassif de plusieurs millions de masses solaires. L'objet est compact et il est donc très probable que Sgr A* soit effectivement un trou noir supermassif.

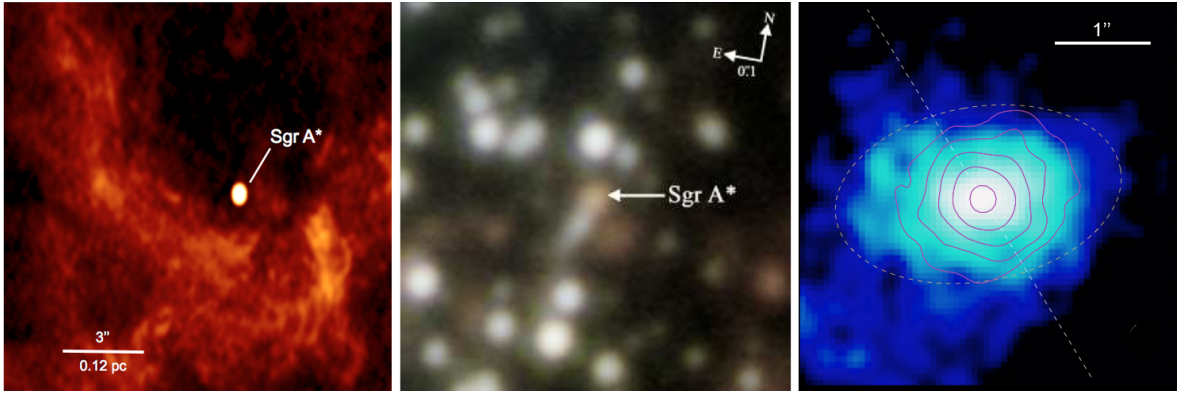


FIGURE 1.4 – Observations de Sgr A* dans trois domaines d'énergie distincts et avec des résolutions différentes. Les images sont présentées en coordonnées équatoriales. (*Gauche*) La source compacte visible en radio à la position de Sgr A* est entourée d'une émission diffuse liée au gaz ionisé présent au centre de la Galaxie. Les observations originales, réalisées avec le VLA (Very Large Array) à 1.3 cm, ont été publiées par Yusef-Zadeh & Morris (1987). (*Centre*) Source ponctuelle visible dans le domaine infrarouge proche lors d'un pic d'émission. L'image est issue de Hornstein et al. (2007) et combine les observations provenant des bandes H (bleu), K (vert) et L (rouge) obtenues avec le Keck. Le spectre du trou noir est différent de celui des étoiles du centre Galactique et explique la teinte rougeâtre de la source. La majorité des étoiles visibles dans cette carte appartiennent au groupe d'étoiles S et sont en orbite autour de Sgr A*. (*Droite*) Image de l'émission X dans la bande 1–9 keV, obtenue avec l'observatoire *Chandra* et publiée par Wang et al. (2013). L'émission de Sgr A* est résolue et a une forme légèrement elliptique. L'orientation du plan Galactique est indiquée par la ligne en pointillés.

1.3.2 Spectre quiescent et caractéristiques du flot d'accrétion

L'étude de l'émission en provenance de Sgr A* est limitée à quelques bandes de fréquence en raison de l'absorption interstellaire et/ou de la trop faible sensibilité des instruments d'observation disponibles. Les observations réalisées en radio, en infrarouge et en rayons X permettent néanmoins de caractériser l'émission quiescente du trou noir de manière assez précise, tandis que sa composante variable est plus difficile à explorer (cf. Section 1.3.3).

Contraintes spectrales propres à l'état quiescent

Nous résumons ci-dessous les contraintes établies dans les différentes bandes d'observation par ordre de fréquences croissantes. L'apparence de la source dans chacune de ces bandes d'observation est montrée sur la Figure 1.4. Une représentation générale du spectre obtenu pour l'état quiescent de Sgr A*, accompagnée des modèles d'émission ajustant chacune de ses composantes, est également proposée à la Figure 1.5 (gauche).

L'émission radio. Dans le domaine des fréquences radio, Sgr A* est l'une des sources compactes les plus brillantes de la Galaxie. La diffusion des ondes radio par les électrons du milieu interstellaire crée une extension du signal (qui dépend de la longueur d'onde selon λ^2) et la contrepartie résultante a une certaine élongation (cf. Figure 1.4, gauche). Les observations VLBA (Very Long Baseline Array) ont permis de mesurer sa taille intrinsèque dans plusieurs longueurs d'onde et elles révèlent une structure bidimensionnelle de l'ordre de $35 R_S$ à 7 mm (cf. Section 5.3.3), avec une densité de flux moyenne de l'ordre de 1 Jy. Le spectre de cette source est non thermique et relative-

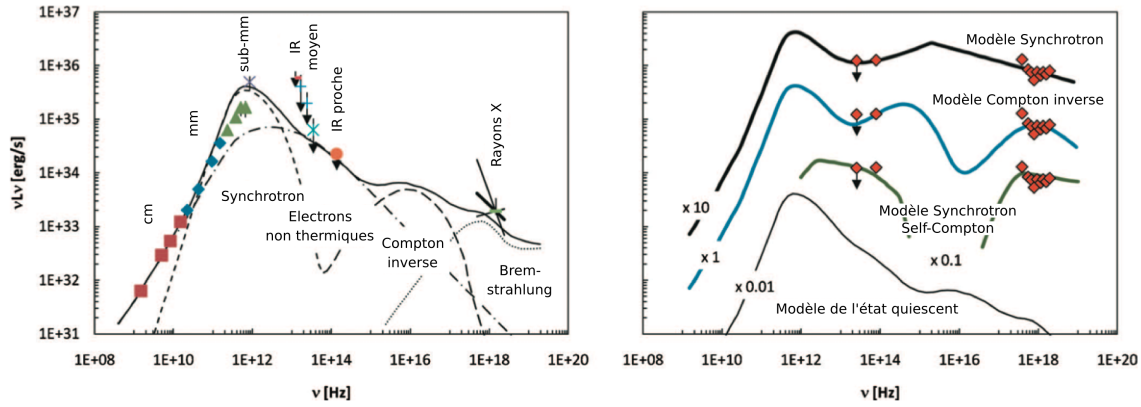


FIGURE 1.5 – Energies spectrales correspondant à l’émission de Sgr A* à 8.3 kpc, corrigées de l’absorption interstellaire et des phénomènes de diffusion. (*Gauche*) Spectre de l’état quiescent. Le modèle spectral proposé permet d’expliquer les points de mesures et les limites supérieures obtenues lors de diverses campagnes d’observation (adapté de Yuan et al., 2003). Le spectre radio est correctement modélisé par l’émission synchrotron créée par une population d’électrons thermiques. L’aplatissement du spectre vers les plus basses fréquences peut être reproduit par une loi de puissance correspondant aux électrons non thermiques. Un second pic d’émission est créé par la diffusion Compton du rayonnement de cette première population d’électrons vers les plus hautes énergies, tandis que l’émission X, probablement d’origine Bremsstrahlung, est produite par les régions les plus externes du flot d’accrétion. (*Droite*) Les points rouges correspondent aux contraintes en flux mesurées pendant un sursaut de Sgr A*, observé simultanément en X et en infrarouge (IR, par exemple Trap et al., 2010). Les lignes épaisses correspondent à trois modèles d’émission possibles pour expliquer les observations. La partie infrarouge du spectre est correctement modélisée par une émission purement synchrotron, tandis que différents modèles peuvent rendre compte de l’émission à plus haute énergie (il s’agit des modèles synchrotron, Compton inverse ou synchrotron self Compton, cf. Chapitre 4). Image issue de Genzel et al. (2010).

ment plat ($F_\nu \propto \nu^\alpha$, avec $\alpha \sim 0.2$), ce qui est caractéristique des sources synchrotrons dominées par l’auto-absorption (cf. Section 4.1.1). Ce spectre devient plus raide puis se durcit à la fin du domaine millimétrique pour donner naissance à la bosse submillimétrique clairement visible dans le spectre quiescent (cf. Figure 1.5, gauche). Cette émission radio présente une polarisation linéaire ainsi qu’une variabilité qui est détaillée à la Section 1.3.3.

L’émission infrarouge. Aucune contribution persistante n’est détectable à la position de Sgr A* dans le domaine infrarouge mais les observations en infrarouge proche et en infrarouge moyen permettent d’établir un certain nombre de limites supérieures, représentées sur la Figure 1.5 (gauche). Néanmoins, cette source présente une forte composante variable qui est détectée dans le domaine infrarouge proche et qui est détaillée à la Section 1.3.3. La Figure 1.4 (centre) présente ainsi une vue du centre Galactique lors d’un pic d’émission durant lequel la contribution de Sgr A* est visible.

L’émission en rayons X. Dans le domaine des X mous (2–10 keV), la luminosité de Sgr A* est de l’ordre de $2 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, soit onze ordres de grandeur en dessous de la luminosité d’Eddington de ce trou noir. Son spectre est plutôt mou ($F \propto E^{-\Gamma}$, avec $\Gamma \sim 2.7$) et très absorbé ($N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$), avec également un excès à 6.5 keV qui pourrait provenir de la fluorescence d’un plasma (Baganoff et al., 2003; Xu et al., 2006). Ce signal correspond à un flux relativement faible par rapport aux autres sources détectées dans la direction du centre Galactique. Par ailleurs, l’émission en provenance de cet objet est résolue par l’observatoire *Chandra* et correspond à une structure de l’ordre de $10^5 R_S$

(cf. Figure 1.4, droite, et Wang et al., 2013). L'émission de Sgr A* dans le domaine des rayons X présente également une variabilité quasi-quotidienne qui est détaillée à la Section 1.3.3.

Modèles d'accrétion expliquant le caractère sous-lumineux de Sgr A*

Les processus d'accrétion à l'œuvre aux abords de Sgr A* doivent être en mesure de concilier les flux très faibles mesurés en rayons X et en radio (ainsi que les limites supérieures obtenues en infrarouge), avec les taux d'accrétion estimés dans cette région. Les observations radio des régions centrales de la Galaxie, qui permettent d'estimer la distribution et la dynamique du gaz, ont montré que les taux d'accrétion de matière ionisée à l'intérieur du parsec central devaient s'élever à plus de $10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (par exemple, Vollmer & Duschl, 2002; Zhao et al., 2009). En utilisant les mesures en rayons X du gaz chaud présent autour de Sgr A*, Baganoff et al. (2003) ont estimé que le taux d'accrétion au niveau du rayon de capture par accrétion sphérique (le rayon de Bondi, $R_B \sim 10^5 R_S$ pour Sgr A*) était seulement de l'ordre de $10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. Ce niveau d'accrétion au rayon de Bondi est tracé par une émission étendue visible en rayons X (Wang et al., 2013, et Figure 1.4, droite), et est également compatible avec le débit de matière attribué aux vents stellaires des étoiles massives présentes dans le parsec central (Cuadra et al., 2008, et Section 2.1).

Les mesures de la polarisation linéaire de l'émission submillimétrique ont par ailleurs montré que le taux d'accrétion diminuait de manière drastique à l'approche du trou noir, avec des valeurs de l'ordre de 10^{-9} – $10^{-7} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ à environ $100 R_S$ du trou noir (Marrone et al., 2007). Ces valeurs ne sont pas expliquées par les modèles de disque standard et, même si elles justifient en partie la faible luminosité de Sgr A*, les luminosités prédites par le modèle d'accrétion standard pour de tels taux sont au moins un ordre de grandeur au-dessus de la luminosité mesurée. Plusieurs modèles ont donc été proposés pour expliquer l'inefficacité radiative des flots d'accrétion.

Les flots d'accrétion dominés par l'advection (ADAF). Ces modèles s'intéressent aux solutions « chaudes » du disque d'accrétion, par opposition à la solution du disque standard dont la température est relativement froide (10^6 – 10^7 K pour Sgr A*). Ils décrivent les flots d'accrétion sub-Eddington et proposent une explication à l'efficacité radiative limitée observée. L'hypothèse de travail consiste à considérer que la matière accrétée passe l'horizon des événements avant que l'énergie gravitationnelle qu'elle détient puisse être convertie en rayonnement. Ce phénomène peut être imputé à un découplage entre les ions, qui possèdent la majeure partie de l'énergie cinétique, et les électrons, qui dominent les processus radiatifs (Narayan & Yi, 1994, 1995; Abramowicz et al., 1995; Ichimaru, 1977; Rees, 1982; Quataert & Narayan, 1999; Narayan & Fabian, 2011). Dans ce cas, la chaleur accumulée n'est pas rayonnée mais elle augmente la pression du gaz dans le disque qui, de fait, devient géométriquement épais et optiquement fin. Ces modèles peuvent être couplés à des phénomènes d'éjection de matière sous la forme de vents (modèles ADIOS, Blandford & Begelman, 1999; Begelman, 2012, récemment généralisés par Li et al., 2013a) ou de mouvements convectifs dans le disque (modèles CDAF, Igumenshchev & Abramowicz, 1999; Igumenshchev et al., 2003; Stone et al., 1999; Narayan et al., 2000; Quataert & Gruzinov, 2000); ils permettent de réduire les taux d'accrétion en éjectant une partie de l'énergie et du moment cinétique. Ces modèles respectent les contraintes spectrales imposées par les observations de Sgr A* et les composantes radiatives correspondantes sont représentées sur la Figure 1.5 (gauche).

Les modèles purement non thermiques. Des modèles d'émission non thermique, basés sur le rayonnement d'électrons relativistes d'un jet plus ou moins bien collimaté, ont également été proposés pour

expliquer la totalité du spectre de Sgr A* (Falcke et al., 1993; Beckert & Duschl, 1997; Falcke & Markoff, 2000; Slysh, 2008). Dans ce cas, à l'instar des jets dans les LLAGN, la base du jet produirait l'émission submillimétrique, et l'émission radio serait le résultat de l'auto-absorption progressive du rayonnement synchrotron à l'intérieur du jet. Quant à l'émission X, elle peut être créée par un processus de synchrotron self Compton, qui permet aux électrons du jet d'augmenter l'énergie des photons produits par émission synchrotron (cf. Section 4.1.2). Ces modèles doivent également expliquer l'absence de détection de l'émission prédite pour le disque d'accrétion (Jolley & Kuncic, 2008) ou être couplés à des modèles de type ADAF (Yuan et al., 2002). De plus, les observations VLBI n'ont pour l'instant pas permis de mettre en évidence la structure d'un jet émanant de Sgr A*, même si des phénomènes de diffusion pourraient éventuellement empêcher sa détection (Markoff et al., 2007; Bower et al., 2014). Enfin, l'observation profonde de l'émission quiescente de Sgr A*, réalisée dans le cadre du X-ray Visionary Project (XVP) avec l'Observatoire *Chandra*, montre que les modèles ADAF avec écoulement de matière ajustent mieux les données spectrales de haute résolution dans le domaine des rayons X (Wang et al., 2013).

1.3.3 Variabilité de l'émission du trou noir Sgr A*

L'ensemble des trous noirs connus présente une émission fortement variable, vraisemblablement liée, directement ou indirectement, aux processus d'accrétion. Ces variations ont des échelles de temps très différentes selon leur origine et la masse du trou noir considéré (cf. Section 1.2.2). Sgr A* n'échappe pas à la règle, et des variations ont été détectées dans toutes les longueurs d'onde où ce trou noir est observable (cf. Figure 4.4). Nous décrivons ci-dessous les caractéristiques temporelles de ces variations, tandis qu'une description plus précise des observables et des modèles théoriques associés est proposée au Chapitre 4.

Caractéristiques temporelles des sursauts de Sgr A* aux différentes longueurs d'onde

La première variation majeure a été détectée en rayons X (Baganoff et al., 2001), et les observations suivantes ont montré que Sgr A* est sujet à des périodes d'activité aléatoires et quasi-quotidiennes, pendant lesquelles sa luminosité en rayons X peut augmenter jusqu'à deux ordres de grandeur au-dessus de sa luminosité quiescente, sur des échelles de temps de l'ordre de 40 minutes à 3 heures environ (Goldwurm et al., 2003; Neilsen et al., 2013, et références incluses). La durée de ces phénomènes indique qu'ils sont produits dans des régions très proches du trou noir, en dessous du rayon de Bondi. De plus, ces événements montrent des sous-structures temporelles très rapides, ne dépassant parfois pas 200 s, ce qui est une indication forte que ces pics d'activité sont produits par des processus non thermiques ayant lieu dans les régions internes du système, proches d'une vingtaine de rayons de Schwarzschild (Markoff et al., 2001; Yuan et al., 2004; Liu et al., 2006a).

En infrarouge proche, c'est la variabilité de la source qui a permis sa détection (Genzel et al., 2003). A ces longueurs d'onde, la source est quasiment constamment variable et la fréquence des sursauts brillants est plus élevée qu'en rayons X, avec environ quatre événements par jour (Ghez et al., 2004; Yusef-Zadeh et al., 2006; Nishiyama et al., 2009; Dodds-Eden et al., 2010; Bremer et al., 2011). Ces événements ont des profils temporels très variés, généralement caractérisés par des sous-structures très courtes (inférieures à dix minutes), ce qui, une fois encore, contraint fortement la position de la région d'émission. Une possible quasi-périodicité des événements d'environ 17 minutes, pouvant tracer un possible mouvement orbital du flot d'accrétion, a également été avancée (Genzel et al., 2003). Néanmoins, sa signification statistique reste faible.

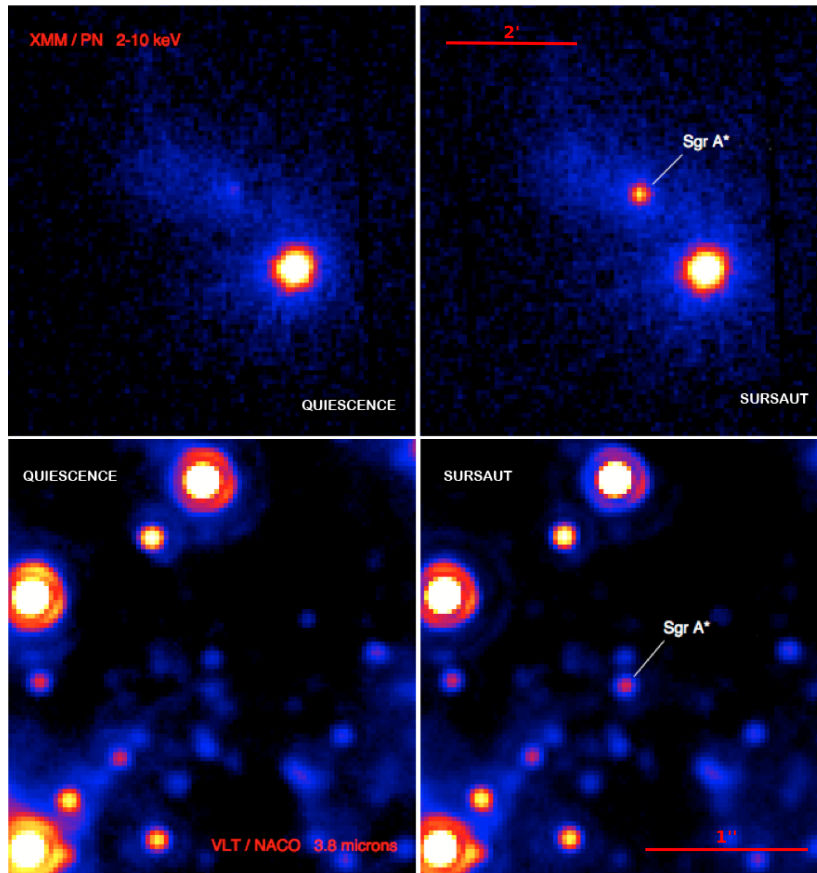


FIGURE 1.6 – Images de Sgr A* avant et pendant un sursaut particulièrement brillant détecté simultanément en rayons X (*XMM-Newton*, en haut) et en infrarouge (VLT/NACO, en bas). Images issues de Trap et al. (2010).

En radio, les variations du signal sont plus restreintes (de l'ordre de quelques dizaines de pour cent), mais ont tout de même été observées des longueurs d'onde centimétriques aux sub-millimétriques (Brown, 1982; Tsuboi et al., 1999b; Zhao et al., 2003; Herrnstein et al., 2004). Une possible périodicité d'une centaine de jours a également été mentionnée (Zhao et al., 2001). Enfin, la variabilité de la source augmente lorsque la longueur d'onde décroît, et des sursauts d'environ une heure ont notamment été détectés dans le domaine submillimétrique (par exemple, Trap et al., 2011). Ces variations indiquent donc également une région d'émission très restreinte, de l'ordre de quelques rayons de Schwarzschild (Fish et al., 2011).

Les sursauts d'activité simultanés en X et en infrarouge

Suite à la découverte des sursauts de Sgr A*, plusieurs campagnes multi-longueur d'onde ont été menées afin de caractériser la simultanéité des événements dans les différents domaines d'énergie, et de mieux contraindre leurs caractéristiques spectrales. Un des résultats majeurs de ces campagnes d'observation est que tous les sursauts X possèdent une contrepartie dans le domaine infrarouge proche (Eckart et al., 2004, 2006a, 2008; Hornstein et al., 2007; Yusef-Zadeh et al., 2006, 2009; Dodds-Eden et al., 2009; Trap et al., 2010, 2011). Ce constat a notamment permis d'utiliser la résolution angulaire disponible en infrarouge pour attribuer les sursauts visibles en rayons X à l'activité du trou noir supermassif Sgr A*.

En raison de la durée restreinte des sursauts et de leur caractère aléatoire, le spectre de ces événements est relativement moins bien contraint que celui de l'émission quiescente. Néanmoins, les observations simultanées en X et en infrarouge ont permis de contraindre en partie la forme spectrale de ces événements. Ces mesures indiquent un processus radiatif non thermique, mais sa nature exacte est inconnue. En effet, comme indiqué sur la Figure 1.5 (droite), plusieurs modèles peuvent encore ajuster les données, ils sont détaillés au Chapitre 4.

L'origine physique de ces événements est également inconnue. Les interprétations actuelles invoquent généralement des processus magnétiques semblables à ceux observés dans la couronne solaire, sous forme de reconnexion magnétique ou de processus stochastiques (Markoff et al., 2001; Liu et al., 2004; Yuan et al., 2004). De tels phénomènes peuvent provoquer un chauffage rapide ainsi qu'une accélération des particules, et donc être responsables de l'émission non thermique détectée. Néanmoins, une modification ponctuelle du taux d'accrétion créée par la destruction de petits corps, tels que des astéroïdes, sous l'action du champ de gravité du trou noir (Čadež & Calvani, 2006; Čadež et al., 2008; Kostić et al., 2009; Zubovas et al., 2012), ou par la chute de poches de gaz créées par les étoiles environnantes (Cuadra et al., 2008), pourrait également expliquer ces variations. Pour discriminer ces modèles, de plus amples observations simultanées sont nécessaires. Les contraintes sur les processus radiatifs et les observations supplémentaires requises pour caractériser ces événements sont présentées au Chapitre 4.

Variabilité sur des échelles de temps plus importantes, activité passée de Sagittarius A*

Des variations de l'émission de Sgr A* ont été observées sur des échelles de temps très courtes, de quelques heures ou moins. En revanche, les observations régulières du trou noir depuis le début des années 2000, en X et en infrarouge, n'ont pas mis en avant de variations sur des échelles de temps plus longues. Néanmoins, ces observations directes permettent uniquement de sonder la période d'activité très récente, et elles peuvent être complétées par des observations indirectes de l'activité de Sgr A*. En effet, l'environnement du trou noir supermassif conserve des traces de l'activité passée de l'objet central qui prouvent que Sgr A* a connu des épisodes d'activité plus intense durant les derniers siècles. Les vestiges témoignant de cette activité passée sont présentés au Chapitre 2.

1.4 Questions ouvertes concernant l'activité de Sagittarius A*

Il semble maintenant établi que Sgr A* est effectivement un trou noir supermassif et l'étude de cet astre est fondamentale, à la fois pour contraindre l'évolution des régions centrales de notre Galaxie, mais également pour en déduire des informations applicables à la majorité des noyaux de galaxie. La proximité de cet objet spécifique et les caractéristiques de son émission font de Sgr A* un laboratoire privilégié pour comprendre les phénomènes et les conditions physiques à proximité des trous noirs. Néanmoins, l'activité actuelle de cet objet est extrêmement faible, avec des luminosités très inférieures à celles détectées pour des systèmes similaires dans l'Univers proche. Cette sous-luminosité pose problème au regard du taux de matière effectivement accrétée au niveau du trou noir. Ceci a entraîné le développement de modèles alternatifs pour expliquer l'inefficacité radiative du flot d'accrétion. Il semblerait que les modèles présentant un flot d'accrétion dominé par l'advection soient plus à même de reproduire les observations même si les paramètres précis de ce modèle ne sont pas encore clairement établis.

Cette émission quiescente est ponctuée de sursauts d'activité quotidiens de Sgr A*. Ces derniers ont

également suscité des débats concernant les mécanismes déclencheurs et les processus radiatifs à l'œuvre lors de ces événements. En raison du caractère aléatoire, de la faible intensité et de la brièveté de ces événements, il est en effet difficile d'obtenir des contraintes spectrales fermes concernant les sursauts d'activité de Sgr A*. Durant ma thèse, j'ai pris part à cet effort de caractérisation en participant activement à la campagne d'observation multi-longueur d'onde menée par notre groupe en mars 2012. L'objectif de cette campagne était d'obtenir une contrainte forte du spectre d'un sursaut d'activité de Sgr A*, à la fois en rayons X et en infrarouge. Les enjeux précis et les résultats de ces observations sont présentés dans la Partie II.

Le cycle d'activité de Sgr A* pose également question puisque, à l'instar des autres trous noirs observés, il est possible que cet objet ait changé de phase d'activité ou ait connu un événement catastrophique dans le passé. Une phase d'activité plus intense aurait des conséquences directes sur l'environnement du centre Galactique et pourrait en particulier être responsable de l'émission X non thermique détectée à proximité du trou noir (cf. Section 2.3). Mon travail de thèse prend part au travail de caractérisation des variations de cette émission réfléchie afin de contraindre l'activité passée du trou noir et d'identifier les événements physiques à l'origine de cette émission.

Enfin, l'étude de l'activité de Sgr A*, qu'elle soit présente ou passée, repose sur la connaissance précise de son environnement. En effet, les phénomènes d'accrétion sont directement liés à la matière présente à proximité du trou noir, et l'activité passée de Sgr A* est reconstruite à partir des traces laissées dans les régions internes de la Galaxie, notamment dans les nuages de la zone moléculaire centrale. Le Chapitre 2 présente à cette fin une description détaillée de l'environnement de Sgr A*.

CHAPITRE 2

La zone moléculaire centrale : l'environnement de Sagittarius A^{*}

Sommaire

2.1 Les vingt parsecs centraux	28
2.1.1 L'amas d'étoiles central et les sources remarquables	29
2.1.2 Les structures du milieu interstellaire	30
2.2 Structure de la zone moléculaire centrale	32
2.2.1 Raies d'émission des molécules et émission continue de la poussière	33
2.2.2 Contraintes sur la distribution de matière de la zone moléculaire centrale .	35
2.3 Emission de haute énergie de la zone moléculaire centrale	38
2.3.1 Description de l'émission visible en rayons X et à plus haute énergie	38
2.3.2 Concernant l'origine de l'émission diffuse et non thermique	41
2.4 L'activité de Sgr A[*] déduite de son environnement proche	42

Le trou noir supermassif Sagittarius A^{*} se situe au centre de la Voie Lactée, une galaxie spirale barrée (cf. Figure 2.1, gauche). Cette dernière est constituée de deux structures principales : le disque et le bulbe. Le disque s'étend sur un diamètre de 30 kpc et concentre la majeure partie du gaz et des poussières de la Galaxie, principalement répartis dans des bras spiraux qui abritent de la formation stellaire. Le système solaire se situe en périphérie de ce disque, à environ 8 kpc du centre de la Galaxie. De ce fait, nous ne pouvons observer la Galaxie que par la tranche, ce qui rend plus difficile l'estimation de sa structure en trois dimensions, comme par exemple la détermination du nombre de bras spiraux constituant le disque. Au centre du disque, se trouve le bulbe qui s'étend jusqu'à un rayon d'environ 3 kpc. Il est plus épais que le disque et très brillant dans l'infrarouge, en raison des nombreuses étoiles qu'il renferme (l'équivalent d'environ dix milliards de masses solaires). Par ailleurs, cette région est relativement vide de gaz, et la majorité du gaz moléculaire présent est concentré dans les régions les plus internes (à moins de 200 pc du centre), constituant la zone moléculaire centrale (CMZ, Central Molecular Zone, cf. Figure 2.1, droite). Les travaux présentés dans cette thèse se limitent à cette zone spécifique qui, vue depuis la Terre, correspond à une région d'environ trois degrés, au centre de la Galaxie. Le facteur de conversion, 1 arcsec $\hat{=}$ 0.04 pc, peut être utilisé pour exprimer le diamètre apparent des structures étudiées en dimension réelle, et réciproquement.

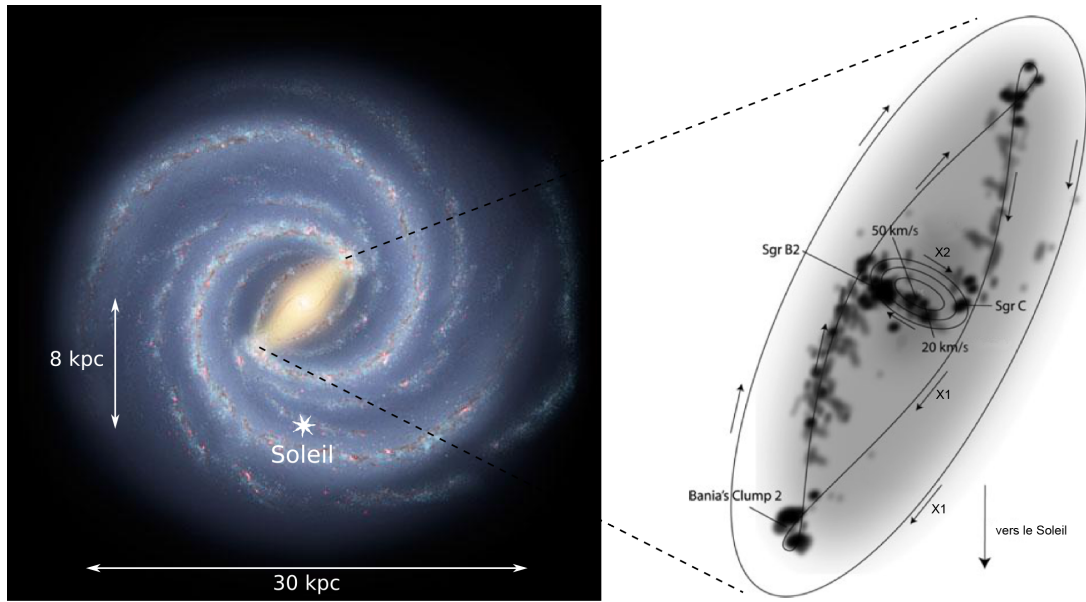


FIGURE 2.1 – La Voie Lactée, une galaxie spirale barrée. (*Gauche*) Vue d'artiste de la Galaxie, telle qu'elle pourrait être observée depuis le pôle nord Galactique. La position des différentes structures est basée sur des résultats de mesures de cinématique du gaz et de distribution stellaire. Le disque de la Galaxie correspond à la région bleutée et contient les bras spiraux. Le système solaire, repéré par l'étoile blanche, se situe dans le disque à environ 8 kpc du centre. La région jaune, au centre, correspond à la fois à la barre Galactique et à la région du bulbe. Crédit : NASA/JPL-Caltech/SSC/R. Hurt. (*Droite*) Vue schématique présentant une vue de dessus des 500 pc au centre de notre Galaxie. La région grisée correspond à la position de la barre Galactique. Son axe principal a une orientation de l'ordre de 20 à 45° par rapport à notre ligne de visée. L'ellipse principale ainsi que la trajectoire complexe décrivent les orbites stellaires x_1 , tandis que les trois petites ellipses au centre indiquent les orbites stellaires x_2 . Les régions foncées correspondent à une position possible pour les nuages de gaz observés. La zone moléculaire centrale coïncide globalement avec les orbites x_2 et correspond aux 300 pc centraux. La position possible des principaux nuages (Sgr B2, Sgr C, 20 km/s et 50 km/s) est également indiquée. L'image est issue de Bally & Hi-GAL Team (2014).

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter la région située au plus proche du trou noir, c'est-à-dire les 20 pc centraux, dont nous décrivons les principales structures et les liens possibles avec l'activité de Sgr A* (Section 2.1). Nous présentons ensuite la zone moléculaire centrale dans son ensemble à partir des observations radio et infrarouge et discutons les contraintes qu'elles apportent sur la dynamique et la structure de la région (Section 2.2). Nous terminons par une description détaillée de l'émission de plus haute énergie des 200 pc centraux, notamment en rayons X, puisqu'elle semble en partie liée à l'activité passée de Sgr A* (Section 2.3).

2.1 Les vingt parsecs centraux

Dans cette première partie, nous présentons l'ensemble des sources et des structures notables contenues dans les 20 pc au centre de la Galaxie. Il s'agit de descriptions succinctes visant à donner l'interprétation actuelle des différents éléments de la région. Les informations en question sont principalement issues de la revue de Genzel et al. (2010) et de l'article de Ferrière (2012).

2.1.1 L'amas d'étoiles central et les sources remarquables

Sgr A* est situé au cœur d'un amas d'étoile (cf. Figure 2.2, gauche). En plus du groupe d'étoiles S qui occupe les orbites proches de Sgr A* ($r < 0.05$ pc, décrit au Chapitre 1), le parsec central contient deux populations d'étoiles : une première population d'étoiles jeunes distribuée selon un disque, qui est source de rayonnement UV et de vents stellaires intenses et qui participe aux processus d'accrétion aux abords du trou noir, et une seconde population, plus âgée, distribuée de manière isotrope et relativement plus éloignée de l'objet central (cf. Figure 1.2, centre). C'est cette seconde population qui domine la masse contenue dans l'amas central (environ $10^6 M_{\odot}$). Par ailleurs, la présence de la première population d'étoiles jeunes, si loin des régions de formation stellaire, pose problème. En effet, la durée de migration depuis les régions de formation est supérieure à l'âge de ces étoiles : c'est le paradoxe de jeunesse. Il est néanmoins possible que ces étoiles aient été créées très proches de l'objet central, et soient, par exemple, le résidu d'un hypothétique nuage moléculaire géant qui aurait été partiellement accrété par Sgr A*, il y a quelques millions d'années (Bonnell & Rice, 2008).

Comparaison avec les amas des Arches et du Quintuplet

Il existe trois amas d'étoiles jeunes (quelques millions d'années) et massifs dans les 50 pc centraux, il s'agit de l'amas central, de l'amas des Arches et de l'amas du Quintuplet (cf. Figure 2.7). Ces deux derniers correspondent à des amas relativement plus jeunes et plus massifs que le disque central, et sont également plus isolés. La présence de ces trois amas indique qu'il existe des régions de formation stellaire actives au centre de la Galaxie. Ils contiennent des étoiles massives connues pour leurs vents stellaires importants qui modifient l'environnement interstellaire aux abords des amas. Ces vents sont également responsables d'une émission thermique en rayons X. Nous reviendrons sur les propriétés de l'amas des Arches dans la Section 8.2.

Sources visibles en rayons X dans le parsec central

Cette région est riche en étoiles massives qui sont des émetteurs en rayons X, ainsi certains groupes d'étoiles tel que IRS 13 sont particulièrement brillants (cf. Figure 2.2, centre). Ces étoiles ayant une durée de vie relativement courte, la région est également riche en résidus compacts d'étoiles. Ainsi, certaines estimations prédisent la présence de près de mille pulsars millisecondes dans le parsec central (Wharton et al., 2012) mais cette population pourrait également être plus limitée (Spitler et al., 2014; Dexter & O'Leary, 2014). Dans le parsec central, il existe deux candidats pulsars jeunes, l'un est associé à la nébuleuse de pulsar CXO J174539.7–290020 (cf. Figure 2.2, centre), et le deuxième correspond au magnétar SGR J1745–29. Ce dernier est une étoile à neutrons jeune et fortement magnétisée qui a été détectée à seulement 3 arcsec de Sgr A* lors d'une phase éruptive qui a débuté en avril 2013 (Rea et al., 2013b). Enfin, la population d'étoiles vieilles est en partie constituée de naines blanches et il existe donc une forte population de variables cataclysmiques dans le parsec central. L'émission combinée de ces objets peut probablement contribuer à une fraction de l'émission de haute énergie détectée dans la région (Krivonos et al., 2007).

Structures s'apparentant à un jet provenant de Sgr A*

Différentes structures d'apparence allongée ont également été proposées comme de possibles jets en provenance de Sgr A*. Les structures en question ont différentes tailles (de quelques dixièmes de parsec à plusieurs kiloparsecs) et des orientations diverses, parfois en contradiction les unes avec

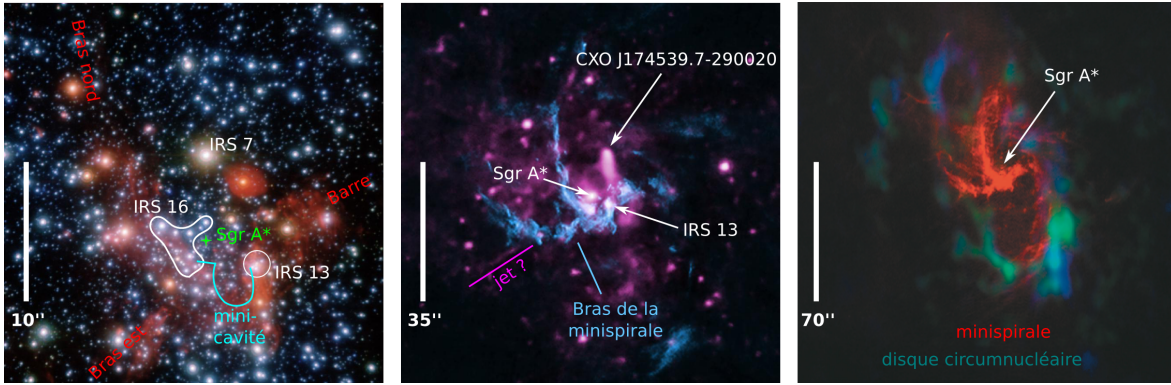


FIGURE 2.2 – Images de Sgr A* à l'intérieur de Sgr A West, en coordonnées équatoriales. (*Gauche*) Les étoiles du parsec central. Images trois couleurs créée à partir d'observations de l'instrument NACO au VLT en bandes H (bleu), K_s (vert) et L' (rouge). Crédit : ESO/S. Gillessen. L'émission rouge diffuse correspond à l'intersection des trois bras de la minispirale ; en raison d'un spectre différent les étoiles apparaissent, elles, dans les tons bleutés. Le groupement d'étoiles IRS 16 est particulièrement utile pour l'étude de la variabilité de Sgr A*. Quant aux étoiles du groupe S (cf. Figure 1.4, centre), elles se situent très proches du trou noir, dans la seconde d'arc centrale. (*Centre*) Image composite réalisée à partir de données en rayons X (observations *Chandra* en rose, NASA/CXC/UCLA/Z. Li et al.) et en radio (en bleu, NRAO/VLA). Les données X mettent en évidence trois sources principales dans les 10 secondes d'arc centrales : Sgr A* (voir aussi Figure 1.4, droite), IRS 13 qui correspond à la position d'un groupe d'étoiles et CXO J174539.7–290020 qui est une nébuleuse de pulsar. (*Droite*) Superposition de la carte de l'émission radio à 6 cm (observations VLA en rouge) traçant le gaz ionisé de la minispirale et des cartes de deux transitions de la molécule HCN (observations OVRO, Owens Valley Radio Observatory, en bleu et SMA, SubMillimeter Array, en vert) mettant en avant l'émission du disque circumnucléaire. Cette région correspond à Sgr A West. Image issue de Genzel et al. (2010).

les autres (par exemple, Muno et al., 2008; Yusef-Zadeh et al., 2012a). Nous citerons uniquement le jet étudié par Li et al. (2013b), et visible dans les données *Chandra* (cf. Figure 2.2, centre). La structure linéaire correspondante s'étend sur environ un parsec. Son orientation est compatible avec une éjection en provenance de Sgr A* et l'étude du gaz ionisé à proximité montre la présence d'un choc radio compatible avec l'interaction d'un jet.

2.1.2 Les structures du milieu interstellaire

Les sources décrites à la section précédente sont situées dans le milieu interstellaire (ISM, InterStellar Medium) qui est principalement constitué de gaz (moléculaire, atomique ou ionisé) et de poussière. Cet environnement est modelé par les différentes interactions ayant lieu dans la région et consiste en un ensemble de structures variées que nous décrivons dans cette section.

La cavité centrale : Sgr A West

En raison de l'existence de l'amas d'étoiles central, directement autour de Sgr A*, et des importants vents stellaires qui l'accompagnent, le milieu interstellaire dans l'environnement du trou noir supermassif est chaud et peu dense. Cette région spécifique est donc appelée « cavité centrale » (ou Sgr A West, par opposition à Sgr A East qui est présentée ci-après). En projection cette région HII s'étend sur environ $3 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ et a l'apparence d'une minispirale constituée de trois bras et d'une petite barre (cf. Figure 2.2). Elle contient du gaz photo-ionisé par l'activité stellaire centrale, et a une

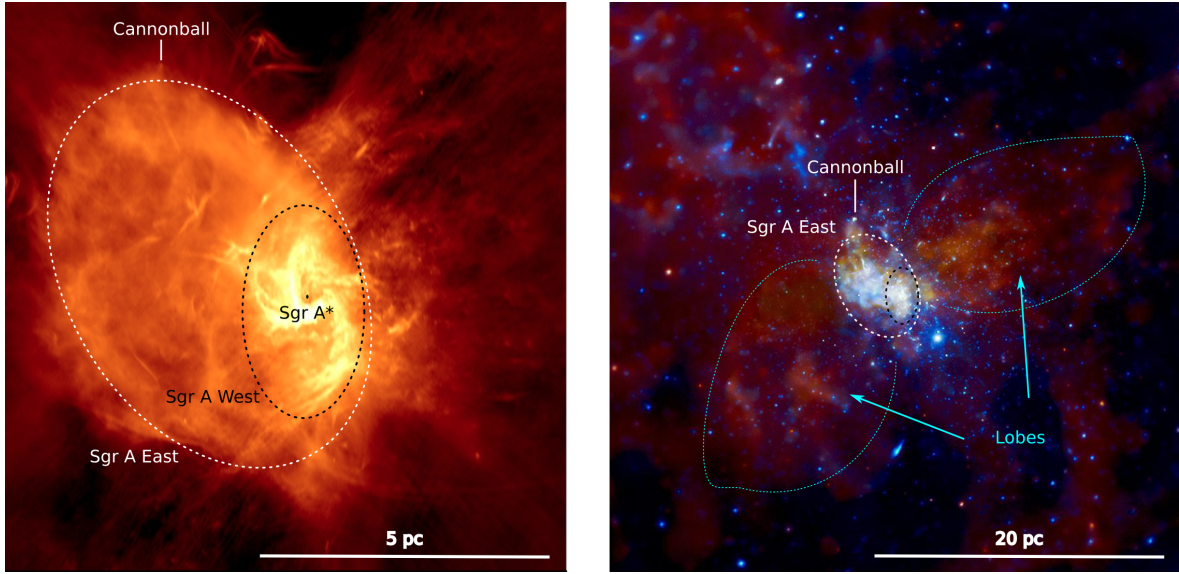


FIGURE 2.3 – Figures présentant le reste de supernova Sgr A East en coordonnées équatoriales. (*Gauche*) La coquille correspondant au reste de supernova Sgr A East visible en radio et incluant la région de Sgr A West reconnaissable grâce à la minispirale. Les observations ont été réalisées avec le VLA à 6 cm, et l’image originale a été publiée par Yusef-Zadeh & Morris (1987). (*Droite*) Les 20 parsecs centraux vus par *Chandra*. Les couleurs correspondent à trois bandes d’énergie différentes des X mous en rouge (à partir de 2 keV) aux X durs en bleu (jusqu’à 8 keV). La coquille correspondant à Sgr A East est remplie d’une émission plutôt dure et est encadrée, de part et d’autre du plan Galactique, par deux lobes d’émission relativement molle, semblant émaner de Sgr A*. L’émission et la possible origine de ces deux lobes sont détaillées à la Section 2.3. Crédit : NASA/CXC/MIT/F. K. Baganoff et al.

masse totale estimée à environ $60 M_{\odot}$. La dynamique du gaz est complexe et pourrait correspondre, en partie à une rotation autour de Sgr A*, et en partie à de la matière tombant vers le centre de la Galaxie. Certains des bras pourraient ainsi correspondre à la surface interne du disque circumnucléaire entourant la minispirale (cf. Figure 2.2, droite).

Le disque circumnucléaire

Le disque circumnucléaire (CND, CircumNuclear Disk) s’apparente à un tore asymétrique, constitué de gaz moléculaire et de poussières tièdes, en rotation autour de Sgr A*. Il s’étend sur une région d’environ $4 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ autour de la minispirale (cf. Figure 2.2, droite). Sa masse totale est estimée à quelques 10^4 – $10^5 M_{\odot}$ et n’est pas répartie de manière homogène. Par ailleurs, sa température est plus importante dans les régions internes de l’anneau, qui interagissent davantage avec le rayonnement des étoiles de l’amas central. La dynamique globale semble également indiquer que ces régions internes ont tendance à se diriger vers Sgr A*. Enfin, les simulations numériques ont montré que cet anneau pourrait être le résidu de la destruction, par les effets de marée aux abords du trou noir supermassif central, d’un nuage présentant un faible moment angulaire. Dans ce cas, la dissipation visqueuse pourrait maintenir une partie de la matière en orbite autour de Sgr A* pendant plusieurs millions d’années et reproduire une partie des caractéristiques observées (Sanders, 1998).

Sgr A East

Sgr A East est une source radio étendue, d'environ $9 \text{ pc} \times 7 \text{ pc}$, centrée à environ 2 pc à l'est Galactique de Sgr A* (cf. Figure 2.3). Il s'agit d'une coquille radio non thermique contenant un plasma chaud rayonnant dans le domaine des rayons X (Sakano et al., 2004). Il s'agit très probablement d'un reste de supernova, résultant d'une explosion ayant eu lieu il y a environ 10 000 ans. Cet âge est confirmé par la source dénommée « Cannon Ball » dont le mouvement propre et l'émission détectée en radio et en rayons X (cf. Figure 2.3), sont compatibles avec une nébuleuse de pulsar associée au reste de supernova (Zhao et al., 2014). Par ailleurs, la coquille interagit fortement avec le milieu interstellaire très dense dans lequel elle est en expansion, notamment avec le nuage moléculaire 50 km/s. En projection, la région Sgr A East englobe la région de Sgr A West. Néanmoins les observations radio montrent que l'émission de Sgr A East est fortement absorbée dans la direction de Sgr A West ce qui indiquerait que la minispirale se situe, sinon devant, au moins dans la partie proche de la surface du reste de supernova. Il se pourrait donc que l'onde de choc liée à Sgr A East ait traversé la région contenant Sgr A*, nourrissant ainsi brutalement les processus d'accrétion, et créant un flash intense en rayons X (Maeda et al., 2002).

Deux nuages moléculaires massifs

Les 20 parsecs centraux contiennent deux structures moléculaires massives (supérieures à $10^5 M_{\odot}$) : les nuages 20 km/s et 50 km/s, souvent appelés ainsi en raison des bandes de vitesse dans lesquelles ils sont détectés (Ferrière, 2012). Les informations disponibles semblent indiquer qu'ils se situent de part et d'autre du trou noir supermassif, le premier serait à l'ouest et en avant de Sgr A*, tandis que le second serait à l'est et en arrière du trou noir. Ces nuages sont inclus dans la zone moléculaire centrale et leurs propriétés seront discutées dans la Section 2.2, avec les autres structures de cette région plus étendue.

2.2 Structure de la zone moléculaire centrale

Les structures décrites dans la section précédente constituent le cœur de la zone moléculaire centrale qui, elle, s'étend aux 300 pc centraux. Cette région contient environ 10% du gaz moléculaire présent dans la Galaxie et est brillante à la fois dans le domaine radio, dans l'infrarouge et en rayons X. Elle comprend également une composante diffuse, mal connue, qui est tracée par la molécule H_3^+ et un gaz chaud qui est décrit en termes de « plasma froid » dans la Section 2.3, relative à l'émission X de la région. Dans cette section, nous nous intéressons à la composante moléculaire qui présente des cœurs denses distribués au centre Galactique et qui peut être étudiée à l'aide des observations radio et infrarouge.

Historiquement, l'émission radio du centre Galactique a d'abord été résolue en quatre sources distinctes, baptisées Sgr A, Sgr B1, Sgr B2 et Sgr C. Ces quatre sources ont conservé leur nom et sont en partie associées à des complexes moléculaires massifs. Les observations actuelles montrent de nombreuses structures radio à l'intérieur et autour de ces régions fortement émettrices. Une vue récente du centre Galactique à 90 cm est proposée à la Figure 2.4. Elle montre principalement quatre types de sources. Il existe de nombreux filaments non thermiques, dont le représentant le plus visible est l'Arc Radio. Ces structures allongées ont une forte polarisation linéaire et leur émission est probablement liée au rayonnement synchrotron d'électrons piégés par le champ magnétique du centre Galactique. Il existe également un nombre important de restes de supernova (SNR, SuperNova Remnant) qui,

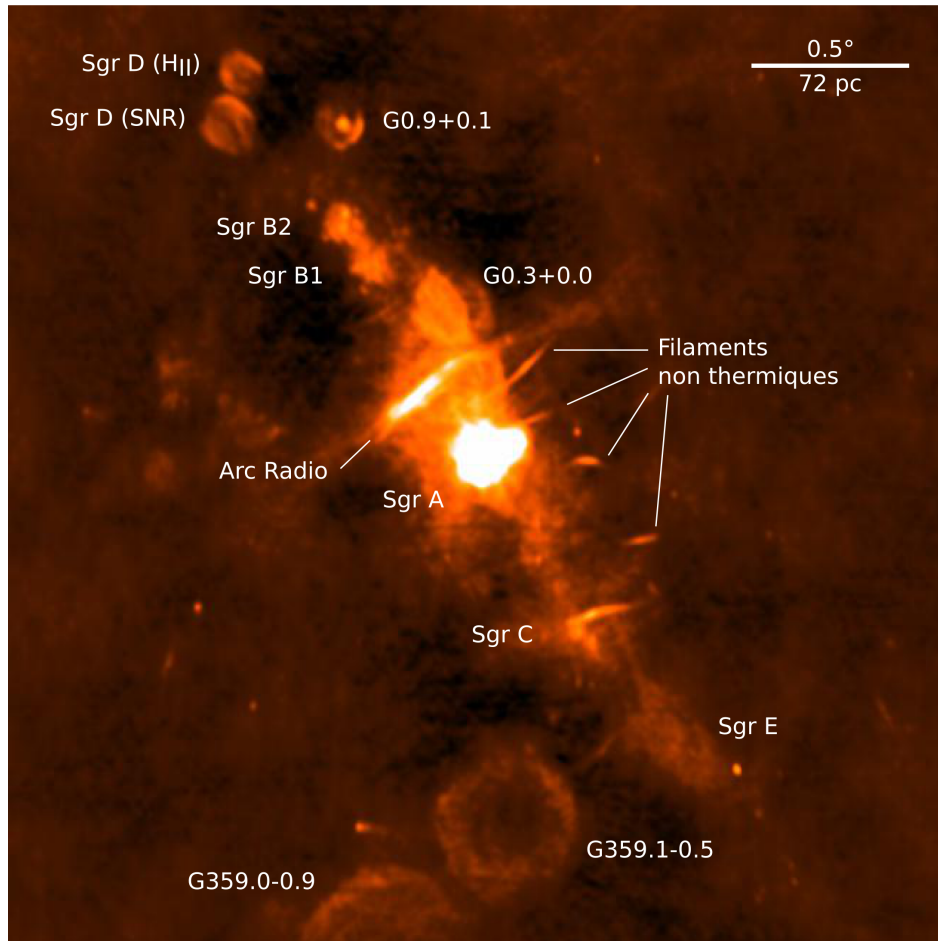


FIGURE 2.4 – Observation radio du centre Galactique, à 90 cm, et présentée en coordonnées équatoriales (Kassim et al., 1999). Les régions brillantes sont principalement distribuées le long du plan Galactique (du coin supérieur gauche au coin inférieur droit) et correspondent à des régions H_{II} résultant de la formation stellaire intense présente dans les complexes moléculaires les plus massifs, Sgr A, Sgr B et Sgr C, ainsi que de nombreux filaments radio et restes de supernova. Le filament principal correspond à la structure appelée l’Arc Radio. Afin de gagner en place et en lisibilité, les images suivantes seront présentées en coordonnées Galactiques.

comme Sgr A East, sont des coquilles d’émission non thermiques en expansion et le site d’accélération de particules. Il existe, enfin, trois structures moléculaires massives. La plus brillante correspond à la région Sgr A qui a été présentée en détail à la Section 2.1, contenant notamment la région de Sgr A East (et incluant Sgr A West, cf. Figure 2.3, gauche). Les deux autres complexes moléculaires (Sgr B et Sgr C) contiennent des régions H_{II} et nous en observons l’émission radio continue, liée aux électrons thermiques libres.

2.2.1 Raies d’émission des molécules et émission continue de la poussière

Les structures moléculaires sont généralement étudiées en utilisant l’émission de raies moléculaires spécifiques. Les traceurs usuels des cœurs denses sont les molécules CO et CS. Néanmoins, la chimie de la zone moléculaire centrale est riche et il est donc possible de renforcer ces observations avec d’autres molécules traçant par exemple les régions denses et chaudes (CH_3OH), le gaz froid

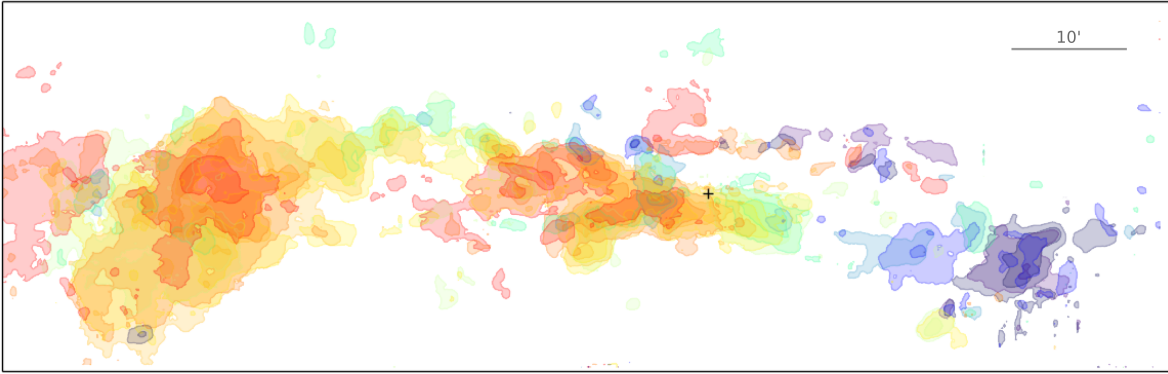


FIGURE 2.5 – Cube de données Mopra correspondant à la transition $J=1-0$ de la molécule N_2H^+ (Jones et al., 2012). Les données ont été intégrées sur des bandes de vitesse d'environ 10 km s^{-1} de large. Les contours correspondent aux températures d'antenne supérieures à 1.5 et 5 K et leur couleur renseigne la vitesse de la structure correspondante, de -75 km s^{-1} en bleu à $+85 \text{ km s}^{-1}$ en rouge. Les vitesses les plus grandes coïncident avec les complexes Sgr B à gauche et Sgr C à droite. Par ailleurs, la répartition des structures moléculaires dans les différentes bandes de vitesse laisse penser à un mouvement de rotation autour de Sgr A* dont la position est indiquée par la croix noire. Cette représentation des données est inspirée du travail de Ponti et al. (2014).

(N_2H^+), ou les chocs et les collisions (SiO). Ces molécules ont un mouvement de rotation décrit par le nombre quantique de rotation J . Lorsqu'elles sont excitées, ces molécules peuvent donc émettre à des énergies propres correspondant à des transitions rotationnelles (généralement accompagnées d'une perte de moment cinétique de la molécule, et alors notées $J=1-0$ ou $J=2-1$, pour ce qui est des deux transitions évoquées dans cette thèse). Les énergies correspondant à ces transitions sont connues et les décalages éventuels liés à l'effet Doppler peuvent donc être utilisés pour mesurer la vitesse radiale de la structure émettrice. Nous possédons ainsi des cubes de données pour différentes transitions moléculaires présentant, dans chaque direction et pour chaque vitesse, l'intensité du rayonnement mesuré, généralement exprimé en température d'antenne. Cette intensité dépend de la densité totale de la structure considérée mais aussi de l'excitation et de l'abondance de la molécule observée. Ainsi, il n'est pas évident de relier la température d'antenne à une densité de matière dans la direction considérée. A titre d'exemple, la Figure 2.5 présente les informations extraites d'un cube de données correspondant à la transition $J=1-0$ de la molécule N_2H^+ .

Il existe plusieurs relevés de la zone moléculaire centrale traçant par exemple la distribution des molécules SiO (Martín-Pintado et al., 1997), CS (Tsuboi et al., 1999a), CO (Bitran et al., 1997) et de la molécule OH grâce à l'absorption qu'elle génère sur l'émission continue (Boyce & Cohen, 1994). Récemment, le télescope radio Mopra a réalisé un relevé complet de la zone moléculaire centrale et a produit une cartographie des 20 raies moléculaires les plus brillantes à 3 mm avec une résolution de 40 arcsec (et un relevé similaire à 7 mm avec une résolution de 65 arcsec, Jones et al., 2012, 2013). L'ensemble de ces relevés et la comparaison des différentes raies moléculaires ont permis d'établir certaines caractéristiques de la matière présente dans les régions internes de la Galaxie.

La zone moléculaire centrale contient environ $3-60 \times 10^7 M_\odot$, majoritairement réparties dans des nuages moléculaires se trouvant dans le plan Galactique et pouvant présenter des cœurs de densités supérieures à 10^5 cm^{-3} . Leur température est généralement de l'ordre de 30 à 60 K mais peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 200 K par endroit. Par ailleurs, le profil des raies moléculaires est relativement large, indiquant qu'il existe une forte turbulence à l'intérieur de ces structures. Enfin,

environ 40% de la matière présente dans la zone moléculaire centrale est groupée autour des quatre nuages principaux Sgr A, Sgr B, Sgr C et le complexe 1.3 (situé à l'est galactique de Sgr B2), qui sont également le lieu d'une intense formation stellaire (Bally & Hi-GAL Team, 2014). Malgré la présence de formation stellaire qui implique des températures relativement froides, la zone moléculaire centrale est également brillante dans les domaines infrarouge et submillimétrique. Ces domaines de longueurs d'onde tracent majoritairement la poussière ayant une température de l'ordre de 20 K, associée aux nuages moléculaires, et une composante plus chaude et moins dense qui occupe les régions plus internes (Molinari et al., 2011).

Possible indication de la densité de matière

Les raies moléculaires comme l'émission thermique de la poussière permettent d'obtenir des indications sur la densité de colonne, c'est-à-dire sur la densité de matière intégrée le long de la ligne de visée, pour les différentes structures détectées. Pour certaines molécules, il est possible de convertir les températures d'antenne mesurées en une densité de colonne d'hydrogène. C'est par exemple le cas des molécules CS (Tsuboi et al., 1999a), CO (Dobashi et al., 1994) ou H^{13}CO^+ (Tsuboi et al., 2011). Néanmoins, les formules de conversion ne sont valides que dans la limite optiquement mince et dépendent de la température d'excitation et de l'abondance des molécules en question. Or, ces paramètres sont mal contraints et peuvent varier d'une région à l'autre. Par ailleurs, pour la plupart des transitions moléculaires observées, aucun facteur de conversion n'a encore été proposé. Enfin, pour l'émission infrarouge, en utilisant les données de différentes longueurs d'onde, il est possible de construire des cartes de température de la poussière, puis de les convertir en densité de colonne d'hydrogène en appliquant des facteurs de conversions empiriques (Boulanger et al., 1996; Launhardt et al., 2002; Molinari et al., 2011). Néanmoins, ces facteurs empiriques reposent également sur des estimateurs de la densité de colonne et dépendent notamment de la métallicité du milieu considéré (Bernard et al., 2010).

2.2.2 Contraintes sur la distribution de matière de la zone moléculaire centrale

La distribution de matière dans le plan du ciel est relativement bien connue grâce aux différents relevés moléculaires et aux cartes de température de la poussière. Ces données indiquent que les nuages sont distribués le long d'une structure ayant, en projection, la forme du signe infini (cf. Figure 2.5). Par ailleurs, la résolution en vitesse de certaines données permet d'inférer le nombre de structures distinctes (ie. apparaissant à des vitesses différentes) dans une direction donnée. Néanmoins la position précise de ces nuages le long de la ligne de visée n'est pas facilement accessible, et il existe à ce jour différentes tentatives de reconstruction de la géométrie 3D de la zone moléculaire centrale.

Mesure de parallaxe

Une mesure de parallaxe a été réalisée sur le nuage Sgr B2. Reid et al. (2009) ont mesuré le déplacement annuel de deux cœurs de formation stellaire, en utilisant la cinquantaine de masers H_2O contenus dans ceux-ci. En faisant ensuite l'hypothèse que ce nuage était proche du centre Galactique et sur une orbite faiblement excentrique autour de Sgr A*, les auteurs en ont déduit que le nuage devait se trouver environ 130 pc devant le plan du trou noir. Cette mesure, pour l'instant limitée au nuage Sgr B2, repose donc sur un modèle de la dynamique globale au centre de la Galaxie.

Estimations de l'absorption

Cette méthode repose sur le fait que la zone moléculaire centrale est vue par la tranche, ainsi les spectres de deux nuages positionnés à des distances différentes le long de la ligne de visée ne présentent pas les mêmes caractéristiques. En particulier, il est possible de considérer la quantité d'absorption à la position de chaque nuage moléculaire, puis à l'aide d'un modèle global de la distribution des sources du rayonnement, c'est-à-dire de la matière, des étoiles ou du plasma, il est possible d'estimer la position de ces nuages à l'intérieur de la zone moléculaire centrale. Il existe à ce jour trois études de ce type, menées à l'aide d'observations à différentes longueurs d'onde, que nous présentons ci-dessous.

Absorption par la molécule OH. Sawada et al. (2004) ont proposé une méthode pour estimer la distribution du gaz tracé par la molécule CO en la comparant à un relevé similaire traçant la molécule OH. Le premier relevé trace l'émission de l'ensemble de la matière présente dans la zone moléculaire centrale, sans distinction de position, tandis que le second mesure le taux d'absorption par les nuages et indique donc préférentiellement la matière placée en avant-plan (la majorité du rayonnement continu produit par la zone moléculaire centrale doit alors traverser le nuage en question pour nous parvenir et est donc fortement absorbé). Il est ainsi possible d'obtenir une distribution de la matière le long de la ligne de visée (cf. Figure 2.6, gauche). Dans le modèle proposé, Sgr B se situe proche du plan de Sgr A* et en avant de Sgr C. Le résultat dépend, entre autres, de la distribution axi-symétrique supposée pour l'émission continue. De plus, la résolution spatiale des relevés utilisés ne permet pas de déterminer la position des structures moins étendues.

Absorption du rayonnement infrarouge. Vollmer et al. (2003) ont proposé une distribution des nuages le long de la ligne de visée en mesurant les phénomènes d'extinction du rayonnement stellaire dans le domaine infrarouge proche. Ce calcul, limité aux 60 pc centraux, suppose que les nuages sont optiquement épais aux longueurs d'onde considérées et que les étoiles (en partie absorbées) sont distribuées de manière axi-symétrique autour de Sgr A*. Cette méthode suggère notamment que les nuages 50 km/s et 20 km/s sont situés en avant de Sgr A*. Ce qui est en désaccord partiel avec d'autres estimations de leur position respective (cf. Section 2.1.2 et ci-après).

Absorption caractérisée dans le spectre des nuages en rayons X. Ryu et al. (2009, 2013) ont proposé une méthode similaire basée sur l'absorption de l'émission diffuse en rayons X de la zone moléculaire centrale par les nuages massifs. Cette technique a été appliquée aux complexes Sgr B et Sgr C en utilisant les données de l'observatoire *Suzaku*. Les résultats dépendent fortement de la distribution considérée pour l'émission diffuse. Ils proposent ainsi que le complexe Sgr B soit positionné environ 50 pc en avant du plan de Sgr A*, tandis que le complexe Sgr C pourrait en réalité être composé de deux parties distinctes, l'une placée en arrière du plan du trou noir et la seconde en avant de ce même plan.

Contraintes liées aux interactions entre les structures

Les diagnostics relatifs aux interactions entre les différentes structures présentes dans la zone moléculaire centrale portent sur une étude de la composition des nuages (ionisation ou molécules traçant les chocs) ainsi que sur des contraintes morphologiques et dynamiques. Ainsi, les régions H_{II} compactes peuvent, par exemple, indiquer l'interaction entre une onde de choc et un nuage. De telles régions ont

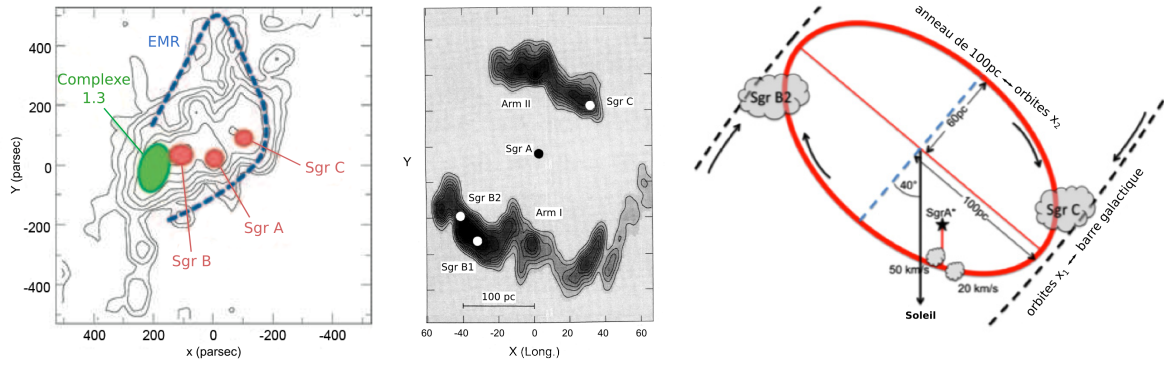


FIGURE 2.6 – Trois modèles proposés pour rendre compte de la distribution des nuages de la zone moléculaire centrale le long de la ligne de visée. (*Gauche*) Modèle de Sawada et al. (2004) déduit des traceurs CO et OH. La matière présente au centre de la Galaxie (contours noirs) suivrait une forme allongée et inclinée selon la ligne de visée de sorte que les structures les plus à l'ouest Galactique présentent un taux d'absorption de la molécule OH plus important que les structures à l'est. Ces auteurs ont également localisé les structures les plus massives, à savoir, Sgr A, Sgr B, Sgr C et le complexe 1.3, ainsi qu'un anneau en expansion (EMR, Expanding Molecular Ring). (*Centre*) Modèle de Sofue (1995) basé sur des contraintes dynamiques. L'auteur met en évidence la présence de deux bras distincts (Arm I et Arm II) et il choisit de positionner le bras contenant Sgr B en avant-plan et celui contenant Sgr C en arrière de Sgr A*. (*Droite*) Modèle de Molinari et al. (2011) basé sur une modélisation de la morphologie et de la dynamique observée dans la zone moléculaire centrale. Dans ce modèle, les nuages sont répartis sur une ellipse correspondant aux orbites x_2 (cf. Figure 2.1, droite). Sgr A* est situé à l'intérieur de l'ellipse et Sgr B et Sgr C sont plutôt en arrière du plan du trou noir tandis que les nuages 20 km/s et 50 km/s sont tous deux devant Sgr A*.

été détectées dans le nuage 50 km/s et elles pourraient indiquer une interaction de ce nuage avec le reste de supernova Sgr A East. Dans ce cas, les deux structures sont proches et toutes deux situées derrière Sgr A* (cf. Section 2.1.2 et Ekers et al., 1983; Yusef-Zadeh & Morris, 1987). Néanmoins, il semblerait que l'âge des régions H_{II} détectées soit bien supérieur à l'âge de la supernova. Si tel est le cas, les preuves d'interaction sont plus réduites et reposent uniquement sur la forme et les vitesses du nuage 50 km/s. Ces deux diagnostics semblent indiquer qu'une partie du nuage est effectivement poussée par l'onde de choc en provenance de Sgr A East et que ces deux structures doivent donc être relativement proches (Mezger et al., 1989; Genzel et al., 1990).

Modèles dynamiques

Les vitesses données par les raies moléculaires peuvent également être utilisées pour contraindre la dynamique globale de la zone moléculaire centrale et ainsi proposer une répartition de la matière le long de la ligne de visée. Cette technique a d'abord été employée par Sofue (1995). Les diagrammes présentant la vitesse des structures moléculaires tracées par la molécule ¹³CO en fonction de leur position le long du plan galactique a ainsi permis de mettre en évidence deux bras distincts (cf. Figure 2.6, centre). La position de ces bras le long de la ligne de visée a été fixée en supposant deux positions pour les nuages Sgr B (en avant) et Sgr C (en arrière du plan de Sgr A*). Les deux bras en question pourraient faire partie du même anneau de matière centré à la position de Sgr A*.

Plus récemment, Molinari et al. (2011) ont mis en œuvre une méthode similaire en utilisant les cartes *Herschel*, donnant une estimation de la distribution de matière dans le plan de ciel, et les vitesses

mesurées pour la molécule CS (Tsuboi et al., 1999a). La sur-densité de matière dessinant le signe ∞ dans le plan du ciel (cf. Figure 2.5) est alors décrite comme un anneau incurvé dont la vue de dessus est donnée par la Figure 2.6 (droite). Il s'agit d'une ellipse inclinée d'un angle de 40° par rapport à la ligne de visée et dont le demi-grand axe mesure environ 100 pc. Sgr A* n'est pas au centre de l'ellipse mais se trouve environ 20 pc derrière les nuages 50 km/s et 20 km/s. L'anneau de matière est globalement compatible avec les orbites stellaires x_2 tandis que les régions les plus denses (Sgr B2 et Sgr C) correspondent à la jonction entre cet anneau et les orbites stellaires x_1 (voir aussi Figure 2.1). Ce modèle rend compte de la dynamique globale de la zone moléculaire centrale avec des vitesses principalement positives sur le bras avant et négatives sur le bras arrière. Cependant, en plaçant le nuage Sgr B2 derrière Sgr A*, ce modèle est en désaccord à la fois avec les mesures de parallaxes (Reid et al., 2009) et avec l'absorption élevée observée dans la région (Ryu et al., 2009). De plus, la position proposée pour les nuages 20 km/s et 50 km/s, tout deux assez loin devant Sgr A*, est également en désaccord avec certains des modèles énoncés précédemment (Ferrière, 2012).

Les incertitudes relatives aux différents diagnostics sont telles qu'il n'existe à ce jour aucun consensus concernant la distribution de matière dans la zone moléculaire centrale. Ainsi, certains détails du modèle proposé par Molinari et al. (2011) semblent en contradiction avec la plupart des autres modèles. Néanmoins, l'idée générale d'une structure pouvant s'apparenter à un tore de matière en rotation autour de l'objet central semble pertinente et les paramètres proposés seront certainement amenés à évoluer. En effet, les auteurs se sont limités à la région délimitée par les complexes Sgr B et Sgr C mais il se pourrait que le tore de matière s'étende davantage en direction des longitudes positives. Dans ce cas, le nuage Sgr B pourrait par exemple être avancé vers des positions plus réalistes. Il est également possible que la matière soit distribuée non pas selon un, mais selon plusieurs anneaux et/ou qu'il existe des structures indépendantes.

2.3 Emission de haute énergie de la zone moléculaire centrale

Comme spécifié au début de la Section 2.2, la zone moléculaire centrale est brillante dans le domaine des rayons X. Nous décrivons tout d'abord les principales composantes de cette émission, dans la bande d'énergie 2–10 keV et à plus haute énergie, ainsi que quelques structures notables. Pour de plus amples détails, il est possible de se référer à Muno et al. (2004), Park et al. (2004) ou Ponti et al. (en préparation). Nous nous intéressons ensuite à l'origine de l'émission non thermique visible dans les régions centrales.

2.3.1 Description de l'émission visible en rayons X et à plus haute énergie

En rayons X, l'émission du centre Galactique est dominée par les sources ponctuelles, notamment les binaires X, mais elle comporte également une composante diffuse très structurée et d'origines variées. Une carte trois couleurs présentant l'émission de la région dans la bande d'énergie 0.5–12 keV est présentée sur la Figure 2.7 (haut).

Sources ponctuelles en rayons X

En rayons X, les sources de la zone moléculaire centrale les plus brillantes sont les binaires X. Ces systèmes comportent un trou noir stellaire ou une étoile à neutrons qui, lors des phases d'accrétion, est responsable d'une émission intense ($L_{2-10\text{keV}} > 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$). C'est le cas des sources

1E 1743.1–2843, AX J1745.6–2901, GRS 1741.9–2853 et SAX J1747.0–2853, pour ne citer que celles indiquées sur la Figure 2.7 (haut). Ces sources sont donc transitoires et leurs propriétés spectrales et temporelles seront détaillées et utilisées à la Section 9.2.1.

Il existe également une population de sources ponctuelles d’émission plus faible ($L_{2-10\text{keV}} \sim 10^{31} - 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, Munro et al., 2009) dont la concentration diminue à mesure que la région considérée s’éloigne de Sgr A*. Comme pour le parsec central (cf. Section 2.1.1), il s’agit principalement de variables cataclysmiques, d’objets compacts dans un état quiescent ou d’étoiles massives regroupées en amas. Environ un quart des sources ponctuelles sont détectées en dessous de 2 keV (en rouge sur la Figure 2.7, haut), ce qui signifie que leur émission est peu absorbée, et qu’elles sont donc situées dans les avant-plans du centre Galactique.

Emission diffuse entre 2 et 10 keV

Dans le domaine des rayons X mous, l’émission diffuse de la zone moléculaire centrale est principalement constituée de trois composantes : deux plasmas de températures différentes et une émission non thermique notamment détectée à 6.4 keV. Nous présentons ci-dessous les caractéristiques principales de chacune de ces composantes. Notons que nous nous limitons aux énergies supérieures à 2 keV, puisqu’en raison de la densité de colonne de la zone moléculaire centrale ($N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$), il y a très peu de signal issu des 200 pc centraux en dessous de 2 keV.

Le plasma froid. L’émission du centre Galactique dans le domaine des X mous n’est pas uniforme mais révèle de nombreuses structures dues à la distribution du plasma et à celle de la matière absorbante. Cette composante est correctement modélisée à l’aide d’un plasma froid (de température de l’ordre de 1 keV, représenté en vert sur la Figure 2.7, haut) dont le spectre trace différentes raies d’émission en dessous de 3 keV (correspondant aux raies de fluorescence des ions hydrogénoïdes ou héliumoïdes correspondant aux éléments Si, S, Ar et Ca). Elle est très probablement créée par l’interaction des restes de supernova ou des vents stellaires émanant des étoiles jeunes avec la matière interstellaire présente dans la région. En particulier, cette composante thermique relativement molle dessine une structure bipolaire dont les deux lobes s’étendent jusqu’à environ 10 pc, de part et d’autre du trou noir supermassif (cf. Figure 2.3, droite). Différents processus pourraient expliquer la présence de ces structures. Les vents stellaires de l’amas central pourraient par exemple être collimatés vers l’extérieur par le disque circumnucléaire et former ces deux lobes, ou bien ils pourraient être le résultat d’une éjection de matière par le trou noir Sgr A*, soit permanente, soit épisodique et correspondant à des éruptions majeures (Markoff, 2010).

Le plasma chaud. Il existe également une composante de plasma de plus haute température (de l’ordre de 7 keV, représenté sur la Figure 2.7, centre). Cette émission est caractérisée par un fort signal dans les raies à 6.7 et 6.9 keV, correspondant aux raies de fluorescence des ions fer, respectivement héliumoïde (FeXXV) et hydrogénoïde (FeXXVI). Sa distribution est relativement lisse avec une concentration le long du plan Galactique et un pic d’émission en direction du centre. L’origine de cette composante n’est pas établie. S’il s’agit en effet d’un plasma chaud, ce dernier ne peut être confiné ni par gravité ni par l’action de champ magnétique et il devrait donc s’échapper de la région relativement rapidement (en moins de 100 000 ans). Ceci signifie qu’une source de très grande luminosité est requise pour le maintenir, mais aucun candidat plausible n’a pour l’instant été proposé. Il se pourrait donc que l’émission modélisée par un plasma chaud soit en réalité créée par une multitude de source ponctuelles non-résolues, comme c’est le cas à plus haute latitude (Revnivtsev et al., 2009).

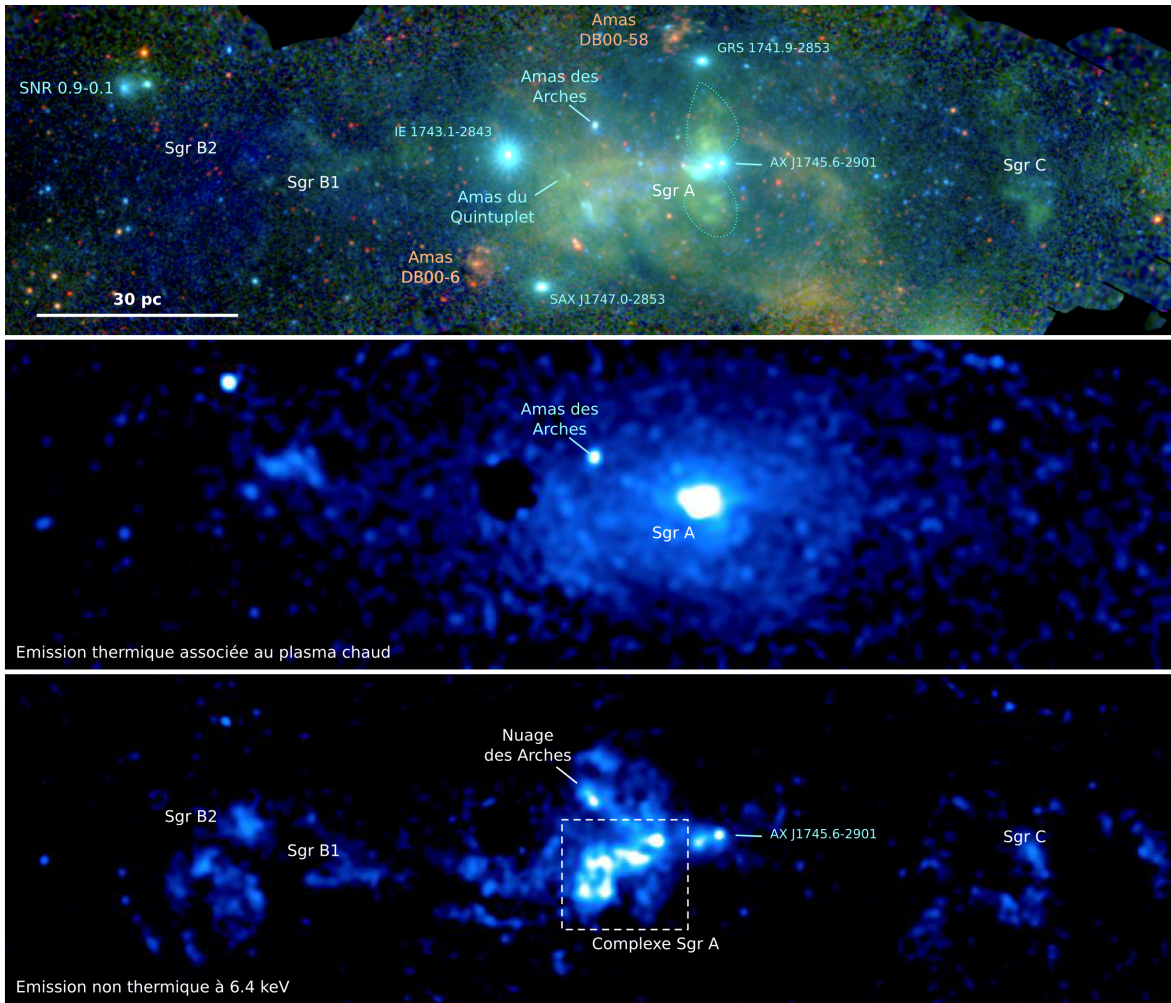


FIGURE 2.7 – (*Haut*) Image trois couleurs de la région du centre Galactique obtenue à partir des observations *XMM-Newton* entre 2000 et 2012 (cf. Section 3.1.3). Les couleurs représentent des bandes d'énergie différentes : 0.5–2 keV en rouge, 2–4.5 keV en vert et 4.5–12 keV en bleu. Les deux lobes d'émission relativement molle (indiqués par les lignes en pointillés) sont visibles de part et d'autre de Sgr A*, ainsi que de nombreuses autres structures dans la région de Sgr A. L'émission à la position du complexe Sgr B est fortement absorbée, seule la composante de plus haute énergie est visible tandis que Sgr C montre une structure froide complexe avec notamment une extension verticale en direction du nord Galactique. De nombreuses sources ponctuelles et amas d'étoiles sont également visibles sur cette image. L'émission diffuse au-delà de 5 keV (en bleu) peut être dissociée en deux composantes : (*Centre*) l'émission thermique tracée par la raie du fer ionisée à 6.7 keV et (*Bas*) l'émission non thermique tracée par la raie du fer neutre à 6.4 keV.

L'émission non thermique. La troisième composante de l'émission en rayons X de la zone moléculaire centrale est non thermique et est tracée par une intense raie d'émission à 6.4 keV, correspondant à la principale raie de fluorescence du fer neutre (cf. Figure 2.7, bas). Cette dernière peut être créée par des processus de photo-ionisation (Sunyaev & Churazov, 1998) ou par l'interaction de particules énergétiques (Valinia et al., 2000; Dogiel et al., 2009a). La composante non thermique visible au centre de la Galaxie n'est pas uniforme et présente une corrélation avec la matière moléculaire de la région. Elle a été principalement interprétée comme une trace de l'activité passée de Sgr A* se reflétant dans les nuages moléculaires de la région. Elle présente donc un intérêt particulier pour notre

étude et la Section 2.3.2 rappelle les principales étapes qui ont permis d'attribuer ce signal à l'activité passée du trou noir supermassif au centre de la Galaxie.

Emission dans le domaine des rayons X durs et en rayons γ

Les observatoires opérant à ces énergies ne bénéficient ni de la même résolution spatiale ni de la même sensibilité que ceux opérant dans le domaine des rayons X mous. L'identification des sources est donc plus délicate. Dans la région du centre Galactique, l'émission entre 10 et 100 keV étudiée par l'observatoire *INTEGRAL* est principalement constituée de binaires X mais comporte également une source faible dans la direction de Sgr A*, probablement créée par une collection de sources faibles non résolues (Bélanger et al., 2004, 2006; Krivonos et al., 2007), ainsi qu'une composante d'émission de nature diffuse associée au nuage moléculaire Sgr B2.

Dans le domaine du GeV, il existe une source non résolue au centre de la Galaxie mais sa position ainsi que son extension ne sont pas clairement établies (Nolan et al., 2012). En revanche, dans le domaine du TeV, il existe une source non résolue, compatible avec Sgr A* (centroïde à moins de 10 arcsec de la position du trou noir) et dont l'origine est pour l'instant débattue (van Eldik, 2009). A ces énergies, il existe également une seconde source non résolue, compatible avec la nébuleuse de pulsar et le reste de supernova G0.9+0.1 (cf. Figures 2.4 et 2.7, haut), ainsi qu'une émission diffuse corrélée avec la matière moléculaire (Aharonian et al., 2006). Cette dernière composante est très probablement créée par la propagation de rayons cosmiques énergétiques à l'intérieur de la zone moléculaire centrale. Ces particules chargées auraient par exemple pu être accélérées lors d'un événement éruptif de la source centrale, il y a quelques milliers d'années (Dogiel et al., 2009b).

2.3.2 Concernant l'origine de l'émission diffuse et non thermique

Les premières observations de l'émission non thermique de la région du centre Galactique ont été réalisées avec le télescope ART-P et ont mis en évidence une émission X diffuse et allongée dans la direction du plan Galactique (dans la bande 8–22 keV). Sunyaev et al. (1993) ont interprété cette émission comme étant la réflexion, par la matière moléculaire, d'un rayonnement X dur émis lors d'un phénomène énergétique s'étant produit au centre de la Galaxie. Ce scénario prédisait la présence de la raie de fluorescence du fer à 6.4 keV. Cette prédiction a été confirmée par les observations *ASCA* qui ont pour la première fois distingué et cartographié séparément les deux raies du fer, respectivement à 6.4 et 6.7 keV (Koyama et al., 1996). Les auteurs de ces observations ont également proposé Sgr A* comme source du rayonnement réfléchi. Sunyaev & Churazov (1998) ont formalisé cette hypothèse en développant les équations et les grandeurs caractéristiques relatives à un tel signal.

Des études spectrales ont ensuite été réalisées à l'aide d'observations *Chandra*, *XMM-Newton*, *Suzaku*, et *INTEGRAL* pour les régions correspondant aux complexes Sgr A (Yusef-Zadeh et al., 2002a), Sgr B (Murakami et al., 2000, 2001) et Sgr C (Yusef-Zadeh et al., 2007). Les données *Suzaku* sur le complexe Sgr A ont permis de mettre en évidence d'autres raies de fluorescence que celle du fer neutre et de renforcer ainsi le scénario de réflexion avec une source unique (Nobukawa et al., 2010). De plus, les travaux utilisant les observations *INTEGRAL* ont révélé un spectre dur, s'étendant jusqu'à plus de 100 keV (Revnivtsev et al., 2004; Terrier et al., 2010).

L'ensemble des contraintes observationnelles ainsi obtenues sont compatibles avec le scénario de réflexion d'un rayonnement dur par la matière moléculaire présente au centre de la Galaxie. Néanmoins, d'autres scénarios ont également vu le jour pour expliquer la présence de la raie à 6.4 keV au centre

de la Galaxie. Ils invoquent principalement l'interaction des rayons cosmiques de faible énergie avec la matière moléculaire pour expliquer l'émission non thermique détectée (Valinia et al., 2000; Yusef-Zadeh et al., 2007; Dogiel et al., 2009a; Tatischeff et al., 2012). Néanmoins, ces modèles ont des contraintes énergétiques importantes et prédisent une émission relativement stable. Ce dernier point a rapidement été en contradiction avec les observations d'une variation significative du signal dans Sgr B (Inui et al., 2009; Terrier et al., 2010; Nobukawa et al., 2011) et Sgr A (Muno et al., 2007; Ponti et al., 2010; Capelli et al., 2012). Il y a cependant des régions qui montrent une émission stable et qui pourraient donc être principalement expliquées par des rayons cosmiques, c'est par exemple le cas de la région à proximité de l'amas des Arches (Capelli et al., 2011b; Tatischeff et al., 2012).

2.4 L'activité de Sgr A^{*} déduite de son environnement proche

L'environnement de Sgr A^{*} est riche en sources ponctuelles (étoiles et objets compacts) ainsi qu'en gaz, ionisé, neutre, ou moléculaire. Au cours de ce chapitre nous avons expliqué qu'une partie de cette matière était intimement liée à l'activité de Sgr A^{*}, soit parce qu'elle est accrétée sur le trou noir supermassif et qu'elle est donc directement responsable de son émission, soit parce qu'elle conserve des traces des événements passés pouvant s'être produits au centre de la Galaxie. Ce dernier aspect est crucial pour étudier la variabilité de Sgr A^{*} sur des échelles de temps longues et relier ce trou noir supermassif actuellement extrêmement faible aux noyaux de galaxie plus actifs, détectés notamment dans l'Univers proche.

Durant ma thèse, j'ai contribué à l'étude de l'activité passée de Sgr A^{*} en précisant la caractérisation des variations de l'émission X non thermique détectée dans les régions centrales de la Galaxie. Ce travail est présenté dans la Partie III. L'émission réfléchie révèle que la luminosité de Sgr A^{*} était au moins six ordres de grandeur au-dessus de la luminosité actuelle il y a seulement une centaine d'années. La description précise du ou des événements correspondants repose sur une connaissance précise de la distribution des nuages moléculaires reflétant le rayonnement passé du trou noir. Dans ce chapitre, nous avons présenté les contraintes disponibles concernant la distribution de matière à l'intérieur de la zone moléculaire centrale et montré qu'il n'existait pas de consensus quant à la position des nuages individuels, et qu'il est également difficile de déterminer leur densité avec précision. Ceci limite en partie les contraintes en temps et en intensité pouvant être établies quant à l'activité de Sgr A^{*} durant les derniers siècles.

Par ailleurs, l'étude de la source Sgr A^{*} et celle de l'émission diffuse reposent sur une connaissance précise du signal de fond superposé à celui que nous voulons étudier. La connaissance des sources et du gaz présents au centre de la Galaxie (et sur la ligne de visée) est donc essentielle pour l'analyse des données astrophysiques utilisées dans cette thèse. Ces paramètres sont détaillés au Chapitre 3 puis aux Chapitres 5, 7 et 8.

CHAPITRE 3

Observatoires et réduction des données

Sommaire

3.1 Observatoires X	43
3.1.1 Observation des phénomènes de haute énergie	44
3.1.2 L’observatoire <i>Chandra</i>	46
3.1.3 L’observatoire <i>XMM-Newton</i>	51
3.1.4 Autres observatoires de haute énergie	56
3.2 Observatoires infrarouges	57
3.2.1 Observation du centre Galactique dans le domaine infrarouge	58
3.2.2 L’instrument NACO sur le VLT	61
3.2.3 Choix des observations et réduction des données	62
3.3 Observations radio	68

Mon travail de thèse s’appuie sur des observations du centre Galactique dans plusieurs bandes d’énergie distinctes. J’ai en particulier analysé nombre de données propriétaires et d’archives afin de combiner différents diagnostics et de mieux caractériser les processus physiques à l’œuvre dans cette région complexe. Je présente dans ce chapitre l’ensemble des observations utilisées ainsi que la réduction de données spécifiques à chaque instrument. Observer le ciel comporte des problématiques différentes selon la longueur d’onde considérée et les conditions d’observation. J’ai donc décidé de diviser ce chapitre selon le spectre électromagnétique et de présenter les différentes énergies par ordre d’importance, en commençant par le domaine ayant permis d’obtenir la majeure partie des résultats scientifiques de cette thèse. Cet ordre s’avère également être celui des longueurs d’onde croissantes : des rayons X aux ondes radio, en passant par le domaine infrarouge.

3.1 Observatoires X

Comme pour les autres domaines du spectre électromagnétique, les frontières correspondant aux rayons X sont assez floues. Dans cette thèse, j’ai essentiellement travaillé dans la bande 2–10 keV, accessible avec les observatoires *Chandra* et *XMM-Newton*. Je présente les problématiques liées à

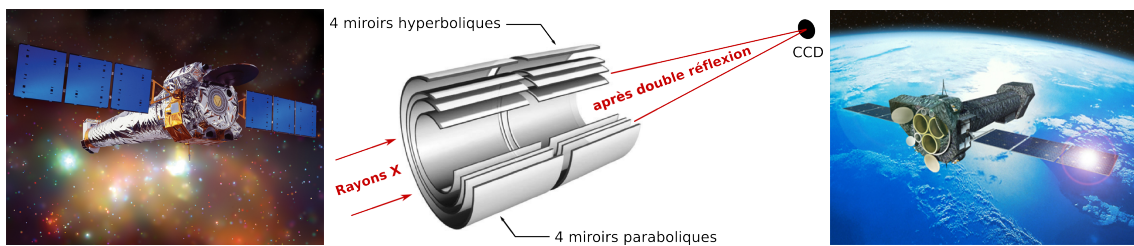


FIGURE 3.1 – Vues d’artiste des satellites *Chandra* (à gauche, NASA/CXC/NGST) et *XMM-Newton* (à droite, ESA/D. Ducros). Au centre, le schéma de principe du télescope *Chandra*, constitué de quatre couches de miroirs emboîtées (dessinés par l’entreprise Raytheon). Seuls les rayons X en incidence rasante se reflétant sur un miroir parabolique puis sur un miroir hyperbolique sont focalisés sur le détecteur constitué d’une matrice de CCD. Des instruments permettant d’augmenter la résolution spectrale de l’instrument peuvent également être placés entre les miroirs et le détecteur. Le satellite *XMM-Newton* abrite trois télescopes similaires composés chacun de cinquante-huit miroirs. Les ouvertures circulaires correspondantes sont visibles sur la vue d’artiste et sont surmontées de « capots » qui servent à protéger les instruments des radiations trop intenses et ont permis de réaliser les premières mesures de calibration, avant leur ouverture.

l’observation de ce domaine d’énergie à la Section 3.1.1, ainsi que les spécificités de chacun des deux instruments aux Sections 3.1.2 et 3.1.3. Ces deux sections contiennent également une justification du choix de ces instruments pour les différents projets réalisés dans cette thèse et la réduction des données brutes associée. La composante plus dure du domaine des rayons X, également mentionnée dans cette thèse, est étudiée par d’autres observatoires dont nous donnons les principales caractéristiques à la Section 3.1.4.

3.1.1 Observation des phénomènes de haute énergie

Les phénomènes physiques que nous désirons étudier, à savoir, les phénomènes d’accrétion sur le trou noir supermassif central et la réflexion du rayonnement induit sur la matière environnante, sont responsables d’une émission dans le domaine des rayons X (cf. Chapitres 1 et 2). Les sources correspondantes étant au centre de notre Galaxie, l’absorption photoélectrique du rayonnement par les atomes de la matière se trouvant entre la source et l’observateur n’est pas négligeable. La quantité de rayonnement absorbé est proportionnelle à la densité de colonne nous séparant de la source, soit $N_H \sim 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ pour l’absorption Galactique (Muno et al., 2004). La quantité d’absorption dépend également de l’énergie considérée et, dans le domaine des rayons X, elle est d’autant plus importante que l’énergie du rayonnement est faible. La quantification précise du processus d’absorption par effet photoélectrique est détaillée à la Section 6.1.1. En raison de ce même phénomène d’absorption photoélectrique, l’atmosphère est opaque aux rayons X, les observations doivent donc se faire à très haute altitude ou depuis l’espace, en général par l’intermédiaire d’observatoires X en orbite autour de la Terre.

En raison du fort pouvoir pénétrant des rayons X dans la matière, ce domaine d’énergie a suscité le développement d’instruments spécifiques. En effet, le principe des télescopes « standards » utilisés dans le domaine visible ou proche infrarouge (cf. Section 3.2) n’est pas exploitable ici, puisque la réflexion des rayons X n’est possible qu’en incidence rasante sur certaines surfaces métalliques. La plupart des télescopes X actuels sont donc constitués de miroirs quasiment cylindriques imbriqués les uns dans les autres, tel que schématisé sur la Figure 3.1 (centre). Les miroirs sont en général des pièces de céramique recouvertes d’une fine couche de métal, à savoir, de l’iridium, du nickel ou de l’or. La

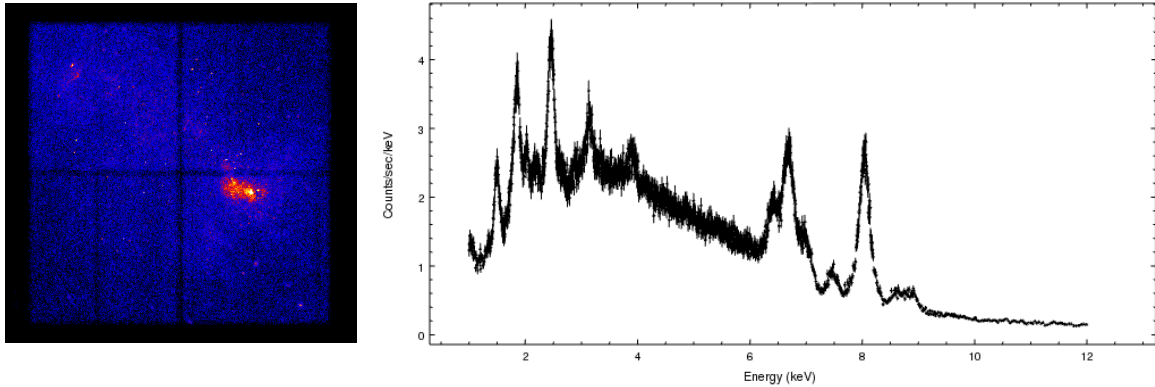


FIGURE 3.2 – Exemple de données en rayons X fournies par les satellites *Chandra* et *XMM-Newton*. (*Gauche*) Champ de vue correspondant à l’observation 13438 réalisée par la caméra ACIS-I à bord de l’observatoire *Chandra* (cf. Table 3.2). Tous les événements détectés sont représentés dans les coordonnées du détecteur et la croix sombre divisant le champ de vue en quatre correspond à l’interstice entre les CCD de la caméra ACIS-I. La région la plus brillante correspond à l’environnement proche de Sgr A*, incluant Sgr A East. Quelques sources ponctuelles sont également visibles. De plus, il est possible de deviner une émission plus diffuse, notamment suivant le plan galactique, entre Sgr A* et l’angle supérieur gauche du détecteur, mais il faut soustraire certaines composantes du signal pour la faire ressortir plus nettement. (*Droite*) Spectre obtenu en utilisant la totalité des événements détectés dans la bande d’énergie 1–12 keV durant toute la durée de l’observation 0694640301 réalisée par la caméra EPIC/PN à bord de l’observatoire *XMM-Newton* (cf. Table 3.3). Ce spectre contient des raies de fluorescence superposées à un signal continu. Le fond instrumental produit deux raies brillantes, les raies de fluorescence de l’aluminium (1.49 keV) et du cuivre (8.05 keV), ainsi que quatre raies instrumentales plus modérées à 7.11, 7.49, 8.62 et 8.90 keV. Les autres raies majeures ont une origine astrophysique et correspondent soit à la fluorescence du fer neutre à 6.4 keV, soit à la fluorescence d’un état ionisé du silicium, du soufre, de l’argon, du calcium et du fer, à 1.86, 2.44, 3.13, 3.89 et 6.68 keV, respectivement.

résolution angulaire du télescope dépend de la géométrie des miroirs et sa surface collectrice de leur taille et de leur nombre. L’énergie maximale pouvant être focalisée par un tel système dépend de la focale f du télescope et du diamètre D des miroirs, $E_{\max} \propto f/D$. Les satellites sont donc allongés de manière à positionner le détecteur le plus loin possible des miroirs (cf. Figure 3.1). Le détecteur est constitué d’une ou de plusieurs caméras CCD (Charge Coupled Device) placées au plan focal du télescope. Elles enregistrent les événements et fournissent, pour chaque photon, sa position dans le détecteur, l’énergie déposée ainsi que la date de lecture (cf. Figure 3.2, pour des exemples de carte et de spectre). Les télescopes des observatoires *Chandra*, *XMM-Newton*, *Suzaku*, *Swift* et *NuSTAR* fonctionnent tous sur ce principe mais les choix de conception leur confèrent des caractéristiques techniques très différentes (cf. Table 3.1 pour une comparaison des instruments *Chandra* et *XMM-Newton*). La réduction des données, en partie guidée par les logiciels développés pour chacun des observatoires, est donc propre à chaque instrument (cf. Sections 3.1.2 et 3.1.3). En revanche, les sources de contaminations astrophysiques du signal que nous étudions sont identiques pour tous les observatoires X et sont au nombre de trois :

- Les rayons cosmiques qui traversent l’instrument et interagissent avec les détecteurs. Ces derniers créent une émission dure ponctuée de raies de fluorescence correspondant aux matériaux présents dans l’instrument. Cette composante est relativement constante dans le temps mais possède une distribution spatiale à l’intérieur de la caméra. Elle peut être mesurée précisément lorsque l’instrument est fermé (observations à capot fermé ou avec le filtre en position fermé, cf. Figure 3.1 et Section 3.1.3) et est notamment dominante à haute énergie.

TABLE 3.1 – Caractéristiques des imageurs ^a à bord des satellites *Chandra* et *XMM-Newton*.

	<i>Chandra</i>		<i>XMM-Newton/EPIC</i>	
	ACIS-I	HRC-I	MOS	PN
Bande passante	0.4–10 keV	0.08–10 keV	0.15–12 keV	0.15–15 keV
Champ de vue	16.9'	30'	30'	30'
PSF (FWHM) ^b	0.5''	0.5''	5''	6''
Résolution temporelle ^c	3.2 s	—	2.6 s	73.4 ms
Résolution spectrale ^d	50 eV	1 keV	70 eV	80 eV
Surface efficace ^d	340 cm ²	225 cm ²	922 cm ²	1227 cm ²

^a Il existe également un système de réseaux et des détecteurs dédiés à l'analyse spectrale. Ils présentent de meilleures capacités que les imageurs en termes de résolution spectrale, et ont des options de synchronisation qui améliorent les capacités en termes de résolution temporelle. Ces spécificités ne sont en général applicables que sur une fraction réduite du signal.

^b Largeurs à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point dans la direction du pointé, la résolution angulaire se dégrade en bord de champ.

^c Pour *XMM-Newton*, les valeurs données correspondent au mode « Full Frame ».

^d Valeurs à 1 keV pour l'ensemble des instruments.

- Le fond cosmique en rayons X (Cosmic X-ray Background, CXB), lié à la présence de sources extragalactiques non résolues. Cette composante relativement dure est constante dans le temps et relativement isotrope. Néanmoins, elle est plus ou moins absorbée par les structures célestes en avant-plan et dépend donc du pointé. Elle est en général mesurée par l'intermédiaire d'observations à haute latitude Galactique (observations en champ vide) qui comprennent uniquement le signal créé par les rayons cosmiques et le CXB. Pour les observations dans la direction du centre Galactique (basses latitudes), cette seconde composante est très absorbée. Par contre, les données correspondantes sont contaminées par un fond diffus fortement anisotrope, lié à l'émission de la Galaxie, et devant être modélisé (cf. Section 2.3).
- Les éruptions solaires qui, pendant des périodes données, libèrent un grand nombre de particules chargées. Comme les rayons cosmiques, ces particules solaires interagissent avec les détecteurs et augmentent de manière drastique le nombre d'événements détectés pendant les épisodes correspondants. Ces événements ne peuvent pas être proprement soustraits et rendent donc inutilisables les observations aux périodes concernées.

3.1.2 L'observatoire *Chandra*

L'observatoire *Chandra* est un satellite de la NASA mis en orbite en 1999 et en service depuis (Weisskopf et al., 2000). Il a été conçu pour l'imagerie et la spectroscopie de haute résolution dans le domaine des rayons X, entre 0.08 et 10 keV. Il se distingue des autres observatoires X par sa résolution angulaire incomparable, de l'ordre de 0.5 arcsec, obtenue grâce à l'assemblage de miroirs de haute résolution (High Resolution Mirror Assembly, HRMA) décrit à la Section 3.1.1 et représenté sur la Figure 3.1. Au niveau du plan focal peuvent être placés l'un ou l'autre des deux détecteurs embarqués : la caméra haute résolution HRC (High Resolution Camera, Murray et al., 2000) et le spectromètre imageur ACIS (Advance CCD Imaging Spectrometer, Garmire et al., 2003). Ces deux instruments peuvent être utilisés en tant que détecteurs imageurs (HRC-I et ACIS-I) ou en tant que spectromètres (HRC-S et ACIS-S). La résolution des spectromètres peut être augmentée par la mise en place de différents réseaux sur le trajet du rayonnement X, entre les miroirs et le plan focal. L'observatoire *Chandra* dispose en effet de deux réseaux en transmission LETG et HETG opérant respectivement à basse (0.08–2 keV) et haute énergie (0.4–8 keV). Le premier peut être utilisé en complément de la caméra HRC-S et le second avec l'instrument ACIS-S. Ces systèmes permettent de disperser des

radiations X sur la surface du détecteur correspondant et d'augmenter ainsi le pouvoir de résolution spectrale de l'instrument.

Dans ce travail, nous utilisons uniquement l'instrument ACIS et en particulier l'imageur ACIS-I. Ce dernier est constitué de quatre CCD carrés de 8.3 arcmin de côté et disposés selon une matrice 2×2 (cf. Figure 3.2, gauche). Les caractéristiques précises de cet instrument sont renseignées dans la Table 3.1. L'espace entre les CCD est comblé, lors des observations, par un léger mouvement d'oscillation du télescope qui permet d'obtenir un temps d'exposition non nul sur l'ensemble du champ de vue. Quant à l'orientation de la matrice dans le plan du ciel, elle dépend de l'angle de roulis du télescope et varie donc au cours de l'orbite. Le spectromètre ACIS-S est quant à lui constitué d'une matrice entièrement distincte de 1×6 CCD. Il comprend notamment deux CCD rétro-éclairés qui ont une meilleure résolution spectrale et une meilleure sensibilité à basse énergie et qui sont donc plus sensibles aux bruits de fond. Lorsqu'il est utilisé avec le système de dispersion HETG, les spectres des sources présentes dans le CCD central sont superposés à l'image finale et forment de longues croix centrées sur les sources correspondantes, les plus hautes énergies du spectre étant proches de la source et les plus basses étalées jusqu'en bord de champ. Ce système est nécessaire pour les études spectrales approfondies ainsi que pour la caractérisation de sources très brillantes. En effet, en dispersant le signal sur un grand nombre de pixels, il évite les phénomènes de saturation (appelés « pile-up ») qui apparaissent pour les CCD de *Chandra* à partir de $0.03 \text{ ph s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}$. En revanche, il rend difficile l'exploitation des données correspondantes pour l'étude de l'émission diffuse puisque les informations spectrales vont être superposées à l'image et ne sont pas forcément faciles à soustraire, en particulier s'il existe de nombreuses sources faiblement lumineuses dans le champ de vue, comme c'est le cas pour un pointé sur Sgr A*.

Observations *Chandra* utilisées pour l'étude de l'activité passée de Sgr A*

L'étude de l'activité passée de Sgr A* repose sur une caractérisation précise de l'émission diffuse émanant de la matière moléculaire au centre de la Galaxie, et en particulier de l'évolution de l'émission de la raie du fer neutre à 6.4 keV qui trace la propagation des échos dans la matière interstellaire (cf. Chapitre 6). En 2010, la découverte d'une propagation superluminique dans une région proche du trou noir (Ponti et al., 2010, en utilisant des observations réalisées par l'observatoire *XMM-Newton*) a mis en évidence l'importance d'étudier les variations à l'intérieur des structures moléculaires sur des échelles spatiales plus fines que ce qui avait été réalisé jusque-là. Notre groupe a donc obtenu une observation *Chandra* spécifique de 160 ks, réalisée en juillet 2011, pour suivre la propagation superluminique et réaliser une étude fine des variations de l'ensemble de la région en exploitant les données d'archives disponibles. L'objectif était d'utiliser la haute résolution angulaire de *Chandra* pour extraire des informations sur la structure précise de l'illumination de cette région.

Notre analyse s'est concentrée sur la région entre Sgr A* et l'Arc Radio, largement couverte par les observations *Chandra* entre 1999 et 2011, dans laquelle nous observons des structures émettant fortement à 6.4 keV (région nommée « complexe Sgr A » sur la Figure 2.7, bas). Nous avons utilisé toutes les données *Chandra* disponibles couvrant cette région en nous restreignant néanmoins aux données ACIS-I. Cette restriction nous permet d'avoir des données comparables en évitant les différences liées au fond instrumental introduit par les CCD rétro-éclairés et à la déformation de la fonction d'étalement du point (PSF, Point Spread Function) des régions excentrées. L'ensemble des observations utilisées pour cette étude est détaillé dans la Table 3.2. Dans la mesure où un temps d'exposition important est requis pour réaliser une analyse précise, nous avons groupé les différents pointés selon

l'année d'observation. La plupart des observations sélectionnées sont pointées sur Sgr A* et, en raison du champ de vue de *Chandra* et des différentes stratégies d'observation, la partie la plus à l'est de la région d'étude n'est pas uniformément couverte par toutes les observations. L'analyse de ces observations a permis de caractériser les variations de la région avec une résolution spatiale de 15 arcsec et une résolution temporelle de l'ordre de l'année. Ce travail et les conclusions concernant l'activité passée de Sgr A* sont présentées aux Chapitres 7 et 9, respectivement.

Nous avons également exploré la possibilité d'intégrer à cette analyse les données du projet XVP *Chandra* réalisé en 2012 et dont l'objectif était d'étudier l'activité présente et l'état quiescent de Sgr A* (Neilsen et al., 2013; Wang et al., 2013). Les observations correspondantes ont été acquises avec le spectro-imageur ACIS-S et le réseau en transmission HETG. Elles sont donc potentiellement difficiles à exploiter pour l'étude de l'émission diffuse. Cependant, le projet XVP totalise 1.2 Ms d'observations réparties sur l'ensemble de l'année 2012, ce qui pourrait permettre une étude des variations sur des échelles temporelles de l'ordre du trimestre. J'ai donc identifié les structures moléculaires couvertes par les 38 observations du projet. Malheureusement, la rotation progressive de l'instrument ACIS-S (de surface 8.3×50.6 arcmin²) au cours de l'année ne permet pas de couvrir toute la région avec la même résolution temporelle. En particulier, parmi les nuages moléculaires brillants (cf. Section 7.1), seul le plus proche de Sgr A*, MC1, est entièrement couvert par l'ensemble des observations ; il est situé soit dans le CCD central rétro-éclairé, soit dans le CCD adjacent. L'analyse des variations se produisant dans la région est donc en théorie possible. Cependant, le changement de type de CCD au cours de l'année et le signal spectral créé par le système HETG risquent d'augmenter fortement les incertitudes liées à la soustraction du bruit de fond. Cette étude serait donc pertinente si la structure moléculaire en question présentait des variations très significatives d'une année sur l'autre, ce qui n'est pas le cas (cf. Section 7.2.2). Nous avons donc décidé de ne pas mener cette analyse.

Réduction des données *Chandra*/ACIS-I

Les données correspondant aux observations listées dans la Table 3.2 sont maintenant publiques et peuvent être téléchargées par l'intermédiaire de la base des archives *Chandra*. Les fichiers d'événements disponibles ont été calibrés en énergie avec une précision de l'ordre de quelques eV et projetés en coordonnées équatoriales selon une astrométrie précise (0.6 arcsec, à 90%) tenant compte des mouvements du télescope pendant les observations. Ces calibrations préalables sont régulièrement mises à jour et nous avons travaillé avec la dernière version disponible au 1^{er} juillet 2012. La réduction des données a été réalisée à l'aide de la version 4.4 du logiciel CIAO dédié à l'analyse *Chandra* (Fruscione et al., 2006). Elle consiste à estimer et corriger le signal de fond, à filtrer les fichiers d'événements pour créer des cartes de l'émission dans des bandes d'énergie données et à extraire les spectres des régions d'intérêt. J'ai établi et automatisé l'intégralité des opérations détaillées ci-dessous afin de traiter efficacement les 54 observations utilisées pour ce projet.

Filtrage des données et estimation du signal de fond. Les pixels défectueux ont tout d'abord été supprimés en utilisant la routine *ardlib* de CIAO et le fichier indiquant leur position (*bpix1.fits*, fourni avec les données). Ensuite, j'ai éliminé des données les périodes présentant une contamination par des particules solaires. Pour ce faire, j'ai utilisé la routine *celldetect* pour détecter l'ensemble des sources ponctuelles contenues dans le champ de vue. Ceci permet de produire une courbe de lumière du taux de comptage des observations en excluant la contribution des sources ponctuelles et leur variation potentielle. Cette courbe de lumière peut donc être utilisée pour détecter les périodes présentant un

TABLE 3.2 – Observations *Chandra* utilisées : numéro par ordre chronologique, date du début, durée totale, temps d'exposition exploitable, référence *Chandra* et pointé du satellite en coordonnées Galactiques, Sgr A* correspond à $(l, b) = (359.944^\circ, -0.046^\circ)$.

N	Date	Durée (ks)	Exposition (ks)	Obs. ID	Pointé (l,b)
1	1999 Sept 21	46.5	45.0	242	Sgr A*
2	2000 Juil 07	49.4	46.8	945	(0.141, -0.097)
3	2000 Oct 26	50.0	11.4	1561	Sgr A*
4	2001 Juil 18	11.8	11.5	2273	(0.195, -0.195)
5	2001 Juil 18	11.8	11.3	2276	(0.195, 0.000)
6	2001 Juil 18	10.8	10.5	2282	(0.000, -0.195)
7	2001 Juil 18	10.8	10.5	2284	(360.000, 0.000)
12	2002 Mai 22	38.5	29.7	2943	Sgr A*
8	2002 Fevr 19	12.5	12.4	2951	Sgr A*
9	2002 Mars 23	12.0	11.4	2952	Sgr A*
10	2002 Avr 19	11.9	10.2	2953	Sgr A*
11	2002 Mai 07	12.6	12.0	2954	Sgr A*
14	2002 Mai 25	168.9	160.7	3392	Sgr A*
15	2002 Mai 28	160.1	156.6	3393	Sgr A*
13	2002 Mai 24	38.5	33.9	3663	Sgr A*
16	2002 Juin 03	91.1	89.3	3665	Sgr A*
17	2003 Juin 19	25.1	24.7	3549	Sgr A*
18	2004 Juin 09	99.8	97.0	4500	(0.122, 0.019)
19	2004 Juil 05	50.1	49.3	4683	Sgr A*
20	2004 Juil 06	50.1	49.0	4684	Sgr A*
21	2004 Août 28	5.2	4.9	5360	Sgr A*
23	2005 Juil 24	49.4	48.3	5950	Sgr A*
24	2005 Juil 27	46.4	44.6	5951	Sgr A*
25	2005 Juil 29	46.3	44.3	5952	Sgr A*
26	2005 Juil 30	46.0	35.9	5953	Sgr A*
27	2005 Août 01	18.3	16.7	5954	Sgr A*
22	2005 Fevr 27	4.9	4.6	6113	Sgr A*
32	2006 Juil 17	30.2	29.3	6363	Sgr A*
28	2006 Avr 11	4.6	2.5	6639	Sgr A*
29	2006 Mai 03	5.2	4.8	6640	Sgr A*
30	2006 Juin 01	5.1	4.9	6641	Sgr A*
31	2006 Juil 04	5.2	5.0	6642	Sgr A*
33	2006 Juil 30	5.1	4.9	6643	Sgr A*
34	2006 Août 22	5.1	4.6	6644	Sgr A*
35	2006 Sept 25	5.2	4.2	6645	Sgr A*
36	2006 Oct 29	5.2	4.3	6646	Sgr A*
37	2007 Fevr 14	38.7	38.0	7048	(0.184, -0.199)
38	2007 Fevr 11	5.2	4.8	7554	Sgr A*
39	2007 Mars 25	5.2	4.9	7555	Sgr A*
40	2007 Mai 17	5.0	4.8	7556	Sgr A*
41	2007 Juil 20	5.1	4.7	7557	Sgr A*
42	2007 Sept 02	5.0	4.7	7558	Sgr A*
43	2007 Oct 26	5.1	4.9	7559	Sgr A*
44	2008 Mai 05	28.0	27.5	9169	Sgr A*
45	2008 Mai 06	27.2	26.4	9170	Sgr A*
46	2008 Mai 10	28.0	27.5	9171	Sgr A*
47	2008 Mai 11	27.8	27.3	9172	Sgr A*
49	2008 Juil 26	28.1	27.4	9173	Sgr A*
48	2008 Juil 25	29.2	28.0	9174	Sgr A*
50	2009 Mai 18	114.0	110.6	10556	Sgr A*
51	2010 Mai 13	80.0	78.5	11843	Sgr A*
53	2011 Juil 21	59.3	56.1	12949	(0.013, -0.088)
54	2011 Juil 29	67.1	64.8	13438	(0.013, -0.088)
52	2011 Juil 19	31.9	30.6	13508	(0.013, -0.088)

excès d'événements. J'ai éliminé les intervalles correspondants en exécutant deux fois de suite la routine *deflare* qui supprime les périodes présentant un taux d'événements deux fois plus élevé que le taux moyen calculé sur l'ensemble du temps d'observation. Le fichier d'événements ainsi obtenu est restreint aux données exploitables. Reste à estimer la contribution du fond astrophysique dans ces données. Pour cela nous avons choisi d'utiliser les fichiers d'événements correspondant à des observations en champ vide fournies dans la base de données de calibration de l'observatoire *Chandra*. J'ai utilisé la routine *reproject_events* et le fichier renseignant l'orientation du télescope en fonction du temps (*asoll.fits*, fourni avec les données) afin de faire correspondre leur astrométrie à celle des observations. Nous avons choisi d'utiliser ces fichiers d'événements reprojétés comme seul estimateur du bruit fond. Cependant, les raies instrumentales et l'émission de basse énergie émise par la Galaxie ne sont pas tracées par cet estimateur. Nous avons donc restreint notre analyse à la bande d'énergie 4–8 keV, où le signal qui nous intéresse est présent et où l'estimation du fond choisie est pertinente.

Obtention des cartes de l'émission à 6.4 keV soustraite du continu. Entre 4 et 8 keV, la plus forte signature de la réflexion d'un signal de haute énergie est la raie de fluorescence Fe $K\alpha$ à 6.4 keV (cf. Chapitre 6). Afin de visualiser les variations de cette émission, j'ai construit des cartes représentant le flux de la raie Fe $K\alpha$ soustrait de l'émission continue. Pour chaque fichier d'événements, le signal à 6.4 keV et la carte d'exposition correspondante sont estimés en utilisant la routine *merge_all* qui permet de comptabiliser le nombre de photons ayant une énergie comprise entre 6.32 et 6.48 keV. La même opération est réalisée pour construire le signal correspondant à l'émission continue en considérant cette fois les photons d'énergie comprise dans les bandes 4–6.32 et 6.48–8 keV. Il convient ensuite d'estimer la contribution du signal continu à l'émission de la raie de fluorescence dans la bande 6.32–6.48 keV. Pour cela, j'ai supposé que la forme spectrale du continu est une loi de puissance d'indice de photon $\Gamma = 2$ (cf. Section 6.1.4), ce qui m'a permis de renormaliser la carte de l'émission continue (par un facteur 0.052) pour obtenir la contribution du continu dans la carte d'émission de la raie à 6.4 keV. Afin d'améliorer la qualité des images, les cartes *Chandra* présentées comprennent généralement les données de plusieurs observations. Dans ce cas, les cartes du signal à 6.4 keV, de l'exposition et du continu renormalisé sont combinées en utilisant la routine *reproject_image_grid* pour former leurs mosaïques respectives. Enfin, la carte d'émission finale, représentant le flux dans la raie à 6.4 keV, est obtenue en divisant la mosaïque du signal par la mosaïque d'exposition correspondante, et en lui soustrayant la mosaïque équivalente estimant le flux du continu sous-jacent. Sous réserve que le signal correspondant au fond suive la même distribution spectrale que celle supposée pour le continu, il est alors contenu dans la mosaïque du continu et cette dernière opération soustrait également la contribution du fond astrophysique et instrumental.

Extraction des spectres. Afin de mieux contraindre la variabilité de la raie Fe $K\alpha$, nous avons également étudié la forme spectrale des régions présentant une forte émission de la raie de fluorescence à 6.4 keV. Pour chacune des observations, j'ai utilisé la routine *specextract* pour extraire les spectres correspondants au signal de régions étendues et à la contribution du fond associé. Cette étape crée également les fichiers ARF et RMF pondérés qui permettent d'analyser les spectres en fonction de la réponse de l'instrument¹. La plupart des observations ne contenant pas un nombre d'événements suffisant pour conduire une analyse spectrale correcte des régions qui nous intéressent, j'ai sommé

1. Le fichier ARF renseigne la surface efficace du détecteur en fonction de l'énergie des photons incidents. Le fichier RMF est une matrice à deux dimensions renseignant la probabilité qu'un photon d'énergie donnée soit détecté à cette énergie ou à une autre.

les spectres par année et par région, en utilisant la routine *combine_spectra*, afin d'obtenir une statistique suffisante. Il est important de noter que la calibration en énergie est légèrement dépendante de la position de la source à l'intérieur des CCD et qu'elle peut donc varier d'une observation à l'autre. Additionner les spectres comme nous avons choisi de le faire augmente donc légèrement la largeur de la raie Fe K α , et nous avons préféré ne pas utiliser les valeurs de ce paramètre fournies par l'analyse spectrale. Enfin, pour améliorer la performance de l'ajustement spectral, les événements du spectre sont sommés avec la routine *Sherpa group_counts* de manière à garantir au moins quarante coups par intervalle d'énergie. L'analyse spectrale à proprement parler dépend fortement de l'émission que nous souhaitons étudier. Elle sera présentée à la Section 7.1.2, avec une justification détaillée des choix que nous avons fait.

3.1.3 L'observatoire *XMM-Newton*

La mission X-ray Multi-Mirror, *XMM-Newton*, est un observatoire de l'Agence Spaciale Européenne (ESA) mis en orbite en décembre 1999 et opérationnel depuis le début de l'année 2000 (Jansen et al., 2001). Le satellite contient trois télescopes quasi-identiques et similaires à celui de l'observatoire *Chandra* (cf. Figure 3.1). Chacun de ces télescopes est constitué non plus de 4 mais de 58 miroirs emboîtés les uns dans les autres. Leur configuration confère à cet instrument la meilleure surface collectrice obtenue sur ce type de télescope et permet d'opérer sur une large bande d'énergie allant de 0.2 à 12 keV. Ces trois télescopes focalisent le rayonnement X sur trois imageurs CCD constituant la caméra EPIC (European Photon Imaging Camera) : deux détecteurs MOS (Metal Oxide Semiconductor, Turner et al., 2001) et un détecteur PN (p-n junction semiconductor, Strüder et al., 2001). Ces deux technologies confèrent aux détecteurs des spécificités techniques distinctes qui sont renseignées dans la Table 3.1. Le satellite *XMM-Newton* possède également un spectromètre RGS opérant entre 0.35 et 2.5 keV (den Herder et al., 2001). Il est constitué de réseaux en réflexion qui interceptent environ 40% du signal focalisé par les miroirs de deux des optiques pour le diriger vers une caméra dédiée. Enfin, le télescope OM également à bord permet de réaliser des observations simultanées dans le domaine visible et UV (Mason et al., 2001).

Dans ce travail, nous utilisons uniquement la caméra EPIC constituée des détecteurs MOS1, MOS2 et PN qui observent simultanément la même région du ciel. Les deux caméras MOS reçoivent seulement une fraction de l'émission issue des optiques, en raison des réseaux en réflexion présents sur ces deux canaux ; ceci explique la plus faible surface efficace de ces deux détecteurs comparée à celle de PN. Les caméras MOS sont composées chacune de 7 CCD classiques et la caméra PN de 12 CCD rétro-éclairés. Chaque caméra présente donc des zones aveugles correspondant aux interstices entre les CCD la composant. Néanmoins, l'agencement spécifique des trois instruments permet de couvrir l'intégralité du champ de vue. La somme des trois instruments permet également d'augmenter la surface efficace totale de l'observatoire *XMM-Newton*. Un système de filtrage est également présent entre les optiques et les CCD ; il permet de limiter la contamination du signal par le rayonnement visible émanant de la région observée. Le choix de l'épaisseur du filtre (fine, moyenne, épaisse ou fermé) affecte la sensibilité de l'instrument aux plus basses énergies, notamment en dessous de 2 keV.

Observations *XMM* utilisées pour étudier l'activité passée et présente de Sgr A*

La haute résolution angulaire de l'observatoire *Chandra* nous permet d'étudier la structure fine de l'activité passée de Sgr A* pour des régions très spécifiques. Le champ de vue plus large de l'observatoire *XMM-Newton* ainsi que sa sensibilité incomparable nous permettent d'étendre cette étude à

l'ensemble de la zone moléculaire centrale et d'inclure des régions d'intensité réduite qui ne pourraient pas être détectées par un pointé *Chandra* de durée standard. La multiplication des études ciblées sur des nuages spécifiques, proposant des scénarios divers et parfois contradictoires quant à l'illumination de la zone moléculaire centrale, a également motivé une analyse globale des variations au centre de la Galaxie. Pour atteindre cet objectif, notre groupe a obtenu un relevé complet de la zone moléculaire centrale avec le satellite *XMM-Newton*. Les seize observations de 40 ks correspondantes ont été réalisées à l'automne 2012. Ces données peuvent être comparées à un relevé similaire mais moins profond réalisé juste après la mise en service de l'instrument en 2000–2001 (cf. Section 8.1). L'étude de l'émission du degré central, et en particulier celle des variations de la composante de réflexion, a été réalisée en utilisant ces données ainsi que toutes les données d'archives disponibles couvrant en partie cette région du ciel. L'ensemble de ces observations sont listées dans la Table 3.3 (colonne « CMZ ») et les résultats de l'analyse systématique des variations dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale seront présentés au Chapitre 8. Cette étude globale des variations s'est accompagnée d'une étude spécifique des variations dans la région de l'amas des Arches (cf. Section 8.2). Les observations utilisées pour la caractérisation de cette région sont spécifiées dans la colonne « Arches » de la Table 3.3, les observations présentant moins de 7 ks d'exposition ou une couverture inférieure à 80% de la surface totale de la région d'étude n'ont pas été utilisées dans l'analyse spectrale. En effet, conserver les régions ayant une mauvaise couverture spatiale pourrait introduire un biais dans nos résultats en raison de la répartition non-uniforme du signal à l'intérieur de la région d'étude.

Certaines des observations listées dans la Table 3.3 (colonne « Sursauts ») ont été obtenues par notre groupe en mars 2012 dans le cadre d'une campagne multi-longueur d'onde incluant des observations simultanées avec *XMM-Newton* et le VLT (cf. Section 3.2.2). L'objectif était de caractériser l'activité actuelle du trou noir et, en particulier, le profil spectral de l'émission pendant les sursauts quotidiens de Sgr A*. Les enjeux de cette campagne d'observation et les résultats correspondants seront présentés, respectivement, à la Section 4.4 et au Chapitre 5. Dans le cadre de cette étude, le choix de l'observatoire *XMM-Newton* se justifie par la haute sensibilité de cet instrument. En effet, les événements que nous voulons étudier sont relativement courts (durée de l'ordre d'une à deux heures) et, en cas de détection de ce type d'événement, la statistique fournie par *XMM-Newton* permet de mener une analyse spectrale complète. De plus, la confusion de l'émission de Sgr A* avec celle des sources à proximité, liée à la taille de la PSF de l'instrument, n'est pas un problème ici puisque l'émission avant et après les sursauts peut être utilisée comme estimation de l'émission des sources alentour. Enfin, les problèmes de *pile-up* sont réduits pour ce télescope, ce qui présente un avantage dans le cas de l'observation d'un sursaut intense. Ces raisons expliquent pourquoi l'observatoire *XMM-Newton* a été largement utilisé dans les campagnes multi-longueur d'onde visant Sgr A*.

TABLE 3.3 – Liste des observations *XMM-Newton* utilisées, présentées dans l'ordre chronologique : date de début, référence *XMM-Newton*, exposition exploitable pour chacun des instruments et pointé du satellite en coordonnées Galactiques, Sgr A* correspond à $(l, b) = (-0.056^\circ, -0.046^\circ)$. Les dernières colonnes renseignent les observations utilisées dans chacun des trois projets (111 si les trois instruments sont utilisés, 100 (respectivement, 010, 001) si seul MOS1 (respectivement, MOS2, PN) est utilisé et rien si l'observation ne couvre pas à la fois la région et la période d'étude considérées).

Date	Obs. ID	Exposition (ks)			Pointé (l,b)	Activité passée		Présent Sursauts
		MOS1	MOS2	PN		CMZ	Arches	
2000-09-11	0112970701	22.5	22.0	14.9	(-0.445, -0.045)	1 1 1		
2000-09-15	0112970901	0.0	0.0	4.6	(-0.977, -0.045)	0 0 1		
2000-09-15	0112970301	0.0	0.0	0.4	(-0.577, -0.061)	0 0 1		
2000-09-19	0112970401	22.1	22.0	16.3	(0.312, 0.050)	1 1 1	1 1 1	
2000-09-21	0112970501	13.9	14.5	4.6	(0.165, -0.108)	1 1 1	1 1 1	

Suite de la Table 3.3...

Date	Obs. ID	Exposition (ks)			Pointé	CMZ	Arches	Sursauts
2000-09-21	0112970801	15.1	15.2	10.3	(-0.721, -0.044)	1 1 1		
2000-09-23	0112970101	11.6	11.8	9.4	(1.082, -0.144)	1 1 1		
2000-09-23	0112970201	15.2	15.7	10.2	(0.869, 0.084)	1 1 1		
2000-09-24	0112971001	7.0	6.8	5.8	(-0.121, -0.341)	1 1 1		
2001-03-31	0112971601	0.5	0.5	0.0	Sgr A*	1 1 0		
2001-04-01	0112971501	6.7	6.9	3.8	(-0.577, -0.046)	1 1 1		
2001-04-01	0112971801	8.8	9.1	2.4	(-0.977, -0.045)	1 1 1		
2001-04-01	0112971901	0.0	8.1	1.3	(0.033, 0.291)	0 1 1		
2001-09-04	0112972101	21.3	21.4	16.8	Sgr A*	1 1 1		
2002-02-26	0111350101	41.9	41.2	34.5	Sgr A*	1 1 1	1 1 0	
2002-09-09	0030540101	23.6	24.0	0.0	(0.676, -0.222)	1 1 0		
2002-10-03	0111350301	7.4	7.8	5.7	Sgr A*	1 1 1	1 1 0	
2003-03-12	0144220101	25.5	29.1	0.0	(0.869, 0.076)	1 1 0		
2003-04-02	0152920101	47.4	46.8	33.1	(-0.770, -0.920)	1 1 1		
2004-03-28	0202670501	32.5	30.1	12.9	Sgr A*	1 1 1	1 1 1	
2004-03-30	0202670601	32.6	35.2	25.6	Sgr A*	1 1 1	1 1 1	
2004-08-31	0202670701	78.1	83.8	53.0	Sgr A*	1 1 1	1 1 1	
2004-09-02	0202670801	93.8	97.9	62.3	Sgr A*	1 1 1	1 1 1	
2004-09-04	0203930101	36.1	40.7	17.9	(0.681, -0.112)	1 1 1		
2005-02-26	0205240101	15.3	22.6	6.8	(0.992, -0.082)	1 1 1		
2005-08-29	0304220301	6.9	5.8	0.0	(-1.109, 0.922)	1 1 0		
2005-09-29	0304220101	4.7	5.7	0.0	(-0.737, 0.920)	1 1 0		
2005-10-02	0303210201	12.6	11.9	0.0	(-0.884, -0.106)	1 1 0		
2006-02-27	0302882501	7.2	7.4	3.6	(0.365, -0.043)	1 1 1		
2006-02-27	0302882601	2.7	2.6	0.9	(-0.052, -0.043)	1 1 1		
2006-02-27	0302882701	4.8	4.5	1.3	(0.157, -0.373)	1 1 1		
2006-02-27	0302882801	7.2	7.0	2.1	(0.157, 0.290)	1 1 1		
2006-02-27	0302882901	5.0	5.1	1.8	(-0.260, 0.290)	1 1 1		
2006-02-27	0302883001	6.3	6.7	3.2	(-0.260, 0.373)	1 1 1		
2006-02-27	0302883101	10.5	10.7	4.2	(-0.468, -0.043)	1 1 1		
2006-02-29	0302883201	5.0	5.4	2.5	(0.365, -0.043)	1 1 1		
2006-04-04	0305830701	4.1	4.3	2.8	(0.902, 0.836)	1 1 1		
2006-09-08	0302883901	6.1	6.4	3.2	(0.365, -0.043)	1 1 1		
2006-09-08	0302884001	6.3	6.3	3.6	(-0.052, -0.043)	1 1 1		
2006-09-08	0302884101	5.8	6.2	2.3	(0.157, -0.373)	1 1 1		
2006-09-08	0302884201	6.0	6.2	4.2	(0.157, 0.290)	1 1 1		
2006-09-09	0302884301	6.3	6.3	4.2	(-0.260, 0.290)	1 1 1		
2006-09-09	0302884401	5.2	5.0	3.2	(-0.260, -0.373)	1 1 1		
2006-09-09	0302884501	7.8	8.2	4.0	(-0.468, -0.043)	1 1 1		
2006-09-18	0406580201	13.5	13.8	9.8	(-1.248, -0.478)	1 1 1		
2006-09-22	0410580401	31.4	25.5	0.0	(0.953, -0.452)	1 1 0		
2006-09-24	0400340101	19.1	18.9	9.3	(-0.903, -0.474)	1 1 1		
2006-09-26	0406580201	13.5	13.8	9.8	(0.953, -0.452)	1 1 0		
2007-02-27	0506291201	22.5	24.5	0.0	(-0.047, 0.120)	1 1 0	1 1 0	
2007-03-30	0402430701	26.0	27.7	15.8	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2007-04-01	0402430301	60.0	62.3	46.7	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2007-04-03	0402430401	40.0	40.7	23.4	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2007-09-06	0504940101	6.1	6.3	3.3	(0.365, -0.043)	1 1 1		
2007-09-06	0504940201	8.8	9.2	5.1	(-0.052, -0.043)	1 1 1	1 1 0	
2007-09-06	0504940401	6.3	6.4	4.3	(0.157, 0.290)	1 1 1		
2007-09-06	0504940501	6.3	6.4	4.0	(-0.260, 0.290)	1 1 1		
2007-09-06	0504940601	3.0	3.8	1.3	(-0.260, -0.373)	1 1 1		
2008-02-27	0511010701	6.6	7.3	3.5	(-0.506, 1.084)	1 1 1		
2008-03-03	0511000101	3.1	3.1	0.7	(0.364, -0.044)	1 1 1		
2008-03-03	0511000301	3.9	4.7	2.5	(-0.052, -0.043)	1 1 1		
2008-03-03	0511000501	6.1	5.9	3.5	(0.157, -0.373)	1 1 1		
2008-03-04	0511000701	6.0	5.7	1.8	(0.157, 0.290)	1 1 1		
2008-03-04	0511000901	5.7	5.8	4.3	(-0.260, 0.290)	1 1 1		
2008-03-04	0511001101	5.7	5.9	3.6	(-0.260, -0.373)	1 1 1		
2008-03-04	0511001301	4.9	4.6	2.2	(-0.469, -0.043)	1 1 1		
2008-03-10	0505870301	9.5	10.8	4.0	(0.144, -0.392)	1 1 1		
2008-03-23	0505670101	72.7	73.5	42.7	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2008-09-23	0511000201	0.0	6.3	4.2	(0.365, -0.044)	0 1 1		
2008-09-23	0511000401	4.2	4.1	4.2	(-0.052, -0.043)	1 1 1		
2009-04-01	0554750401	32.0	33.1	26.1	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	

Suite de la Table 3.3...

Date	Obs. ID	Exposition (ks)			Pointé	CMZ	Arches	Sursauts
2009-04-03	0554750501	40.4	41.1	31.6	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2009-04-05	0554750601	36.5	36.4	24.8	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2010-04-07	0603850201	16.9	17.6	12.7	(0.572, -0.959)	1 1 1		
2011-03-19	0655670101	66.2	68.4	0.0	(1.130, -0.320)	1 1 0		
2011-03-28	0604300601	31.0	32.4	21.1	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2011-03-30	0604300701	36.9	41.6	19.9	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2011-04-01	0604300801	34.8	34.5	27.6	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2011-04-03	0604300901	21.2	22.2	13.5	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2011-04-05	0604301001	39.5	41.3	20.8	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	
2011-08-31	0658600101	47.2	47.6	39.8	Sgr A*	1 1 1	1 1 0	
2011-09-01	0658600201	40.1	42.6	32.6	Sgr A*	1 1 1	1 1 0	
2012-03-13	0674600601	9.1	10.1	7.3	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	1 1 1
2012-03-15	0674600701	13.4	14.3	7.8	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	1 1 1
2012-03-17	0674601101	10.7	11.0	6.2	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	1 1 1
2012-03-19	0674600801	18.2	18.4	13.6	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	1 1 1
2012-03-21	0674601001	20.8	21.4	15.4	Sgr A*	1 1 1	0 1 1	1 1 1
2012-08-30	0694640201	44.3	44.8	38.0	(-0.370, -0.083)	1 1 1		
2012-08-31	0694640301	40.3	39.8	34.4	(-0.110, 0.000)	1 1 1	0 0 0	
2012-09-02	0694640401	44.0	43.6	11.5	(0.150, -0.046)	1 1 1	1 1 1	
2012-09-05	0694640501	33.3	34.2	25.4	(0.410, -0.050)	1 1 1		
2012-09-06	0694640601	40.1	40.3	34.6	(0.670, -0.151)	1 1 1		
2012-09-07	0694640101	37.8	37.8	32.8	(-0.620, -0.083)	1 1 1		
2012-09-12	0694640901	41.7	41.3	35.3	(-0.490, -0.083)	1 1 1		
2012-09-23	0694641001	45.8	45.9	39.3	(-0.240, -0.050)	1 1 1		
2012-09-24	0694641101	39.4	39.5	34.5	(0.020, 0.050)	1 1 1	1 1 1	
2012-09-26	0694641201	39.5	40.2	34.0	(0.280, -0.050)	1 1 1	1 1 1	
2012-09-26	0694641301	45.1	45.1	37.0	(0.540, -0.080)	1 1 1		
2012-09-30	0694641401	33.8	33.8	31.3	(0.800, -0.112)	1 1 1		
2012-10-02	0694640701	42.5	42.5	36.2	(0.930, -0.092)	1 1 1		
2012-10-06	0694640801	40.0	39.9	34.3	(1.190, -0.081)	1 1 1		
2012-10-06	0694641501	37.2	37.2	30.5	(1.060, -0.081)	1 1 1		
2012-10-08	0694641601	25.1	27.3	20.8	(1.310, 0.061)	1 1 1		
2013-08-30	0724210201	0.0	43.4	36.2	Sgr A*		0 1 0	
2013-09-22	0724210501	32.5	32.7	23.6	Sgr A*		0 1 0	

Fin de la Table 3.3.

Réduction des données *XMM-Newton*/EPIC

Les fichiers correspondant à l'ensemble des observations utilisées et listées dans la Table 3.3 ont été téléchargés via la base de données du satellite *XMM-Newton*. La réduction des données a ensuite été réalisée en utilisant le logiciel dédié, SAS (version 12.0.1), et en particulier le module ESAS consacré à l'analyse des sources étendues (Snowden et al., 2008). Elle consiste à modéliser le bruit de fond, à créer des images et à extraire des spectres et des courbes de lumière. Nous avons automatisé l'intégralité des opérations listées ci-dessous afin de réduire les données des trois instruments à bord de *XMM-Newton* pour les 104 observations utilisées dans nos différents projets. Les détecteurs MOS et PN ayant des caractéristiques différentes, leurs données respectives sont traitées avec des routines distinctes.

Filtrage des données et estimation du signal de fond. Les fichiers d'événements sont recréés et calibrés en exécutant les commandes *emchain* et *epchain*, ceci afin de s'assurer qu'ils sont compatibles avec la version du logiciel SAS utilisée. Ensuite, les périodes contaminées par les protons solaires sont identifiées à l'aide des routines *mos-filter* et *pn-filter*. L'opération consiste à ajuster une distribution gaussienne sur l'histogramme des différents taux de comptage mesurés au cours de l'observation. Les événements à moins de 1.5σ du pic central correspondent aux événements exploitables et sont inclus dans les intervalles d'exposition utiles (les GTI, Good Time Intervalle). Les autres sont exclus. Il est important de noter qu'en cas de contamination importante, cette étape de filtrage peut ne pas s'effec-

tuer correctement, il est donc nécessaire de vérifier les résultats de l'ajustement gaussien ainsi que l'allure de la distribution pour toutes les observations. Enfin, le fond de particules quiescent (QPB, Quiescent Particle Background) est estimé en utilisant les observations réalisées avec le filtre en position fermé (observations fournies avec la base de calibration de ESAS). Les raies instrumentales créées dans les détecteurs MOS (à 1.49 et 1.75 keV) et PN (à 1.49 et proches de 8 keV, cf. Figure 3.2) peuvent varier en intensité et ont, pour cette raison, été exclues des QPB. Dans la suite, nous faisons donc attention à limiter l'analyse à des bandes d'énergie ne comprenant aucune raie instrumentale.

Obtention des cartes de l'émission à 6.4 keV soustraite du fond et du continu. Des images du flux de la raie Fe K α soustraites du fond et du continu ont été créées afin d'étudier les phénomènes de réflexion dans la zone moléculaire centrale. Pour cela, nous avons sélectionné les événements entre 6.32 et 6.48 keV et calculé l'exposition correspondante en utilisant les routines *mos-spectra* et *pn-spectra*. Nous avons également créé l'image de fond correspondante en utilisant les routines *mos_back* et *pn_back*. Puis les mosaïques du signal, du fond et de l'exposition ont été créées grâce à la routine CIAO *reproject_image_grid* qui permet de combiner les cartes de données de chaque instrument pour chaque observation. Nous avons choisi de modéliser l'émission continue par une loi de puissance d'indice de photon $\Gamma = 2$ et un plasma de température 6.5 keV, tous deux absorbés par une densité de colonne $N_H = 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. La normalisation de ces deux composantes n'est pas isotrope et doit donc être ajustée sur les données. Pour cela, nous avons créé les cartes d'émission correspondant aux bandes d'énergie 4.7–6.3 keV et 6.62–6.78 keV qui échantillonnent respectivement l'émission continue et la raie à 6.7 keV du plasma. Ces deux cartes ont ensuite été utilisées simultanément pour calculer, pixel par pixel, les deux normalisations manquantes, puis la contribution de cette émission continue dans la bande d'énergie 6.32–6.48 keV. La contribution du fond n'est pas contenue dans la carte du continu ainsi obtenue. Les mosaïques du fond et du continu ont donc toutes deux été soustraites des mosaïques à 6.4 keV, avant que ces dernières ne soient normalisées par les mosaïques correspondant à l'exposition et fournissent ainsi les cartes en flux finales. Comme un certain nombre d'analyses ont été menées directement sur les cartes d'émission (cf. Chapitre 8), il était indispensable de fournir des barres d'erreur à 1σ sur les flux de chacun des pixels. Cette estimation est donnée par la racine carrée du nombre total de photons détectés dans la raie de fluorescence et dans le continu, le tout normalisé par l'exposition. Elle suppose que l'erreur sur l'estimation du fond est négligeable, ce qui est justifié puisque les observations utilisées pour quantifier le fond ont une statistique très supérieure à celle des données avec lesquelles nous travaillons.

Extraction des spectres. Pour les régions présentant un intérêt particulier, telles que la région des Arches, nous avons extrait les spectres à l'aide des routines *mos-spectra* et *pn-spectra*. Les spectres correspondant à l'émission de fond ont été extraits en utilisant les mêmes routines et les mêmes régions sur les fichiers QPB, puis normalisés au niveau réel du fond de particules présent dans les données en utilisant les routines *mos_back* et *pn_back*. Les routines ESAS d'extraction spectrale utilisent des régions en coordonnées physiques (coordonnées du détecteur), cependant le logiciel ne fournit pas de méthode satisfaisante pour convertir les coordonnées célestes des régions en coordonnées physiques. En effet, nous avons constaté que, selon la méthode employée, la conversion en coordonnées physiques peut s'accompagner d'un décalage allant jusqu'à 10 arcsec pour des régions en bordure du champ de vue. Nous n'avons pas formellement identifié la source de cet écart mais il pourrait être dû à un problème de projection entre les distances mesurées en coordonnées célestes et celles mesurées en pixels. Nous avons donc développé une routine IDL qui crée, à partir d'un fichier unique en coordonnées célestes, des régions en coordonnées physiques pour chaque instrument et

pour chaque observation. Cette routine échantillonne la région initiale, convertit chacun de ses points en coordonnées physiques, et réajuste la forme de la région initiale sur cet ensemble de points pour en déduire ses paramètres en coordonnées physiques. Cette méthode permet de prendre en compte les effets de projection sur la position de la région, mais également sur l'extension de ses axes. Une fois extraits, les spectres ont été ajustés à l'aide du logiciel Sherpa fourni par l'observatoire *Chandra*. Pour améliorer la performance de l'ajustement spectral, les événements du spectre sont sommés avec la routine *group_counts* de manière à garantir au moins trente coups par intervalle d'énergie. Les analyses spectrales dépendent de l'objet d'étude et seront donc présentées avec les données *XMM-Newton* au Chapitre 8.

Extraction des courbes de lumière d'une source ponctuelle. Pour étudier la variabilité d'une source ponctuelle au cours d'une observation donnée, il est possible de créer la courbe de lumière de la source en comptant le nombre de photons détectés en fonction du temps dans une bande d'énergie donnée. Pour des sources ayant une position centrale sur le détecteur, la PSF a une largeur 6 arcsec à mi-hauteur et de 15 arcsec à mi-puissance. J'ai donc utilisé la routine *evselect* pour extraire les courbes de lumière à partir de régions circulaires de 10 arcsec de rayon et centrées sur les coordonnées des sources concernées (ce rayon permet d'extraire environ 60% du flux des sources). Les taux de comptage présentés sont estimés à partir d'intervalles de l'ordre d'une centaine de secondes. Ces intervalles en temps n'étant pas tous entièrement couverts par les GTI, j'ai ensuite corrigé le nombre de photons de la durée d'exposition réelle dans chaque intervalle de temps en utilisant la routine *epiclccorr*. Nous avons également vérifié l'astrométrie des données *XMM* utilisées pour extraire les courbes de lumière. Pour cela, nous avons comparé la position des sources détectées dans le champ de vue *XMM* à celle du catalogue *Chandra* (Muno et al., 2009), et utilisé les sources brillantes isolées pour estimer la précision astrométrique de nos données. Les valeurs trouvées sont compatibles avec la précision annoncée par les calibrations de la caméra *XMM-Newton/EPIC* et sont inférieures à 1.2 arcsec. La région d'extraction choisie étant très large comparée à la PSF des sources étudiées, un tel décalage entraîne une perte de flux inférieure à 0.1%, ce qui est négligeable par rapport aux incertitudes liées à la détermination du flux. Par conséquent, les données ont été utilisées sans autre ajustement d'astrométrie que les corrections apportées lors de la calibration des fichiers d'événements. Les courbes de lumière de Sgr A* ainsi obtenues sont étudiées au Chapitre 5.

3.1.4 Autres observatoires de haute énergie

Le principe des télescopes X présenté à la Section 3.1.1 limite les énergies pouvant être détectées à la partie molle du spectre X. Cette limite de 10 keV est imposée par la distance focale des télescopes *Chandra* et *XMM-Newton*, et s'applique également aux télescopes X à bord de *Suzaku* ou *Swift*. Pour cartographier le ciel à plus haute énergie il faut, soit avoir recours à des instruments tels que *NuSTAR* qui se déploient dans l'espace et permettent donc de dépasser les limites de taille imposées par les lanceurs, soit utiliser d'autres technologies comme les instruments à masque codé. Ces derniers ne focalisent pas la lumière mais ont recours à un masque physique qui bloque le rayonnement selon un motif complexe. C'est le schéma projeté sur le détecteur par le rayonnement incident qui permet de déterminer sa direction d'origine. Cette technique d'imagerie permet d'obtenir des images pour des énergies allant jusqu'à quelques centaines de keV, mais reste limitée en termes de résolution spatiale et de sensibilité. Cette section donne quelques repères relatifs aux propriétés des satellites de haute énergie, autres que *Chandra* et *XMM-Newton*, présentant un intérêt particulier pour étudier l'activité du trou noir supermassif au centre de la Galaxie.

Suzaku

Le satellite *Suzaku* est une mission de la JAXA réalisée en collaboration avec la NASA et a été mis en orbite en 2005 (Mitsuda et al., 2007). A son bord se trouve un télescope X permettant de focaliser le rayonnement dans la bande d'énergie 0.3–12 keV avec une résolution angulaire de l'ordre de 2 arcmin. Le spectro-imageur XIS placé au plan focal de ce télescope a un champ de vue d'environ 18 arcmin et est semblable aux détecteurs ACIS de *Chandra* et EPIC de *XMM-Newton*. Ses capacités spectrales sont utilisées pour étudier l'émission diffuse de la zone moléculaire centrale, notamment en lien avec l'activité passée de Sgr A*. Un second instrument, le HXD, également à bord, permet de collimater et détecter le rayonnement entre 10 et 600 keV mais sans capacité d'imagerie.

Swift

Le satellite *Swift* est une mission de la NASA conçue pour la détection et le suivi des sursauts Gamma (GRB, Gamma-Ray Burst) et mise en orbite en 2004 (Gehrels et al., 2004). A son bord deux instruments permettent d'observer les phénomènes de haute énergie : l'instrument à masque codé BAT (Burst Alert Telescope, 15–150 keV) ayant un grand champ de vue permettant la détection efficace des GRB, et l'instrument XRT (X-ray Telescope, 0.2–10 keV) qui est un spectro-imageur tel que ceux de *Chandra* ou *XMM-Newton* et qui permet de déterminer la position des GRB avec une précision de 5 arcsec. Ce second instrument est également utilisé pour le suivi des sources variables telles que Sgr A*. Le satellite comprend également un télescope opérant dans le visible et l'UV qui permet de suivre la rémanence des GRB.

NuSTAR

Le satellite *NuSTAR* est une mission de la NASA et a été mis en orbite en juin 2012 (Harrison et al., 2013). C'est le premier instrument permettant de focaliser un rayonnement d'énergie supérieure à 10 keV. Cela a été rendu possible grâce au déploiement d'un mât qui place le plan focal à environ 10 m des miroirs et au recouvrement multi-couche de ces miroirs. Cette dernière caractéristique permet d'augmenter l'angle limite de réflexion à haute énergie. Ainsi, *NuSTAR* permet des observations entre 3 et 79 keV avec une PSF de 18 arcsec à mi-hauteur et un champ de vue de l'ordre de 10 arcmin. Il a déjà réalisé un relevé du degré central de notre Galaxie et observé plusieurs sursauts de Sgr A* (cf. Chapitre 4), mais les données sont pour l'instant la propriété exclusive de l'équipe en charge de cet instrument.

3.2 Observatoires infrarouges

Le rayonnement infrarouge comprend les longueurs d'onde de l'ordre du micromètre pour l'infrarouge proche (NIR, Near InfraRed) au millimètre pour l'infrarouge lointain. Dans ce domaine d'énergie, les observations du centre Galactique permettent d'étudier les populations stellaires au plus proche de l'objet central, de décrire leurs trajectoires ainsi que les structures de gaz ionisé présentes dans la région. Ces données se sont avérées cruciales pour contraindre les propriétés du trou noir supermassif au centre de la Galaxie (cf. Section 1.3). Dans le cadre de cette thèse, j'ai uniquement utilisé des données acquises dans l'infrarouge proche par l'instrument NACO au VLT afin d'étudier la contrepartie des sursauts quotidiens de Sgr A* dans ce domaine de longueurs d'onde. Dans cette section, je présente tout d'abord les problématiques générales liées à l'observation du centre Galac-

tique dans le domaine infrarouge par l'intermédiaire de télescopes au sol (Section 3.2.1). Je résume ensuite les caractéristiques techniques de l'instrument utilisé et les modes d'observation disponibles (Section 3.2.2), avant d'explicitier nos choix d'observation ainsi que la réduction de données qui leur est intimement liée (Section 3.2.3).

3.2.1 Observation du centre Galactique dans le domaine infrarouge

Le centre Galactique est une région très dense et l'émission en provenance de Sgr A* que nous voulons observer est relativement faible par rapport à celle émanant des étoiles alentour. Il est donc important d'utiliser des télescopes possédant un miroir primaire le plus grand possible afin de maximiser le pouvoir de résolution et la surface collectrice de l'instrument. La taille des observatoires spatiaux étant limitée par les contraintes de lancement, les observations de haute résolution du centre Galactique sont pour l'instant majoritairement menées grâce à des télescopes au sol, notamment le VLT dont un schéma de principe est donné sur la Figure 3.3. La qualité des observations est donc fortement dépendante des propriétés de l'atmosphère terrestre.

L'atmosphère terrestre : transparence, turbulence et émission

Dans le domaine infrarouge l'atmosphère est en partie transparente au rayonnement, ce qui rend possibles les observations depuis le sol. Les observations sont donc menées dans les fenêtres représentées sur la Figure 3.3 (droite), nommées Y, J, H, K, L et M et centrées respectivement en 1, 1.25, 1.65, 2.2, 3.6 et 4.8 μm . Les longueurs d'onde en dehors de ces fenêtres de visibilité sont quasiment entièrement absorbées par des molécules en suspension dans l'atmosphère, principalement celles de l'eau et du dioxyde de carbone. La quantité d'absorption pour l'ensemble des longueurs d'onde infrarouges varie donc avec la masse d'air et la quantité de vapeur d'eau en suspension dans l'atmosphère.

Par ailleurs, la turbulence atmosphérique affecte les observations au sol en déformant le front d'onde du rayonnement incident (cf. Figure 3.3, gauche). Les conséquences de cette turbulence sont quantifiées par deux paramètres : le paramètre de Fried r_0 et le paramètre τ_0 qui indiquent respectivement l'échelle spatiale et l'échelle temporelle à partir desquelles les effets de la turbulence deviennent significatifs. En pratique, la turbulence atmosphérique réduit le pouvoir de résolution θ du télescope qui n'est plus alors limité par la diffraction ($\theta = 1.22 \lambda/D$, avec D le diamètre du télescope) mais par le paramètre de Fried ($\theta = 1.22 \lambda/r_0$, avec $r_0 \propto \lambda^{6/5}$ de l'ordre de 60 cm dans le domaine infrarouge proche). Ainsi, pour bénéficier pleinement de la haute résolution spatiale, quelques grands télescopes sont équipés de systèmes d'optique adaptative qui corrigent la déformation du front d'onde quasiment en temps réel (cf. Figure 3.3 et Section 3.2.2). Ces instruments permettent en théorie de s'approcher de la limite de diffraction mais leurs capacités varient selon les conditions atmosphériques et la longueur d'onde observée. En effet, des valeurs faibles pour les paramètres r_0 et τ_0 peuvent rendre la correction difficile, voire impossible, notamment aux plus basses longueurs d'onde. En pratique, les effets de la turbulence atmosphérique sont quantifiés par le « seeing » qui indique la largeur de la PSF d'une source imagée sans optique adaptative et peut être directement relié au paramètre de Fried. Sur les sites d'observation privilégiés, le seeing est généralement de l'ordre de la seconde d'arc.

Enfin, l'atmosphère rayonne dans le domaine infrarouge et crée donc une émission de fond qu'il faut soustraire des observations. Cette contribution dépend de la longueur d'onde considérée. En dessous de 2.2 μm , l'émission des couches supérieures de l'atmosphère domine, notamment celle de la molécule OH. Cette émission étant située au-dessus des zones les plus turbulentes, elle est relativement

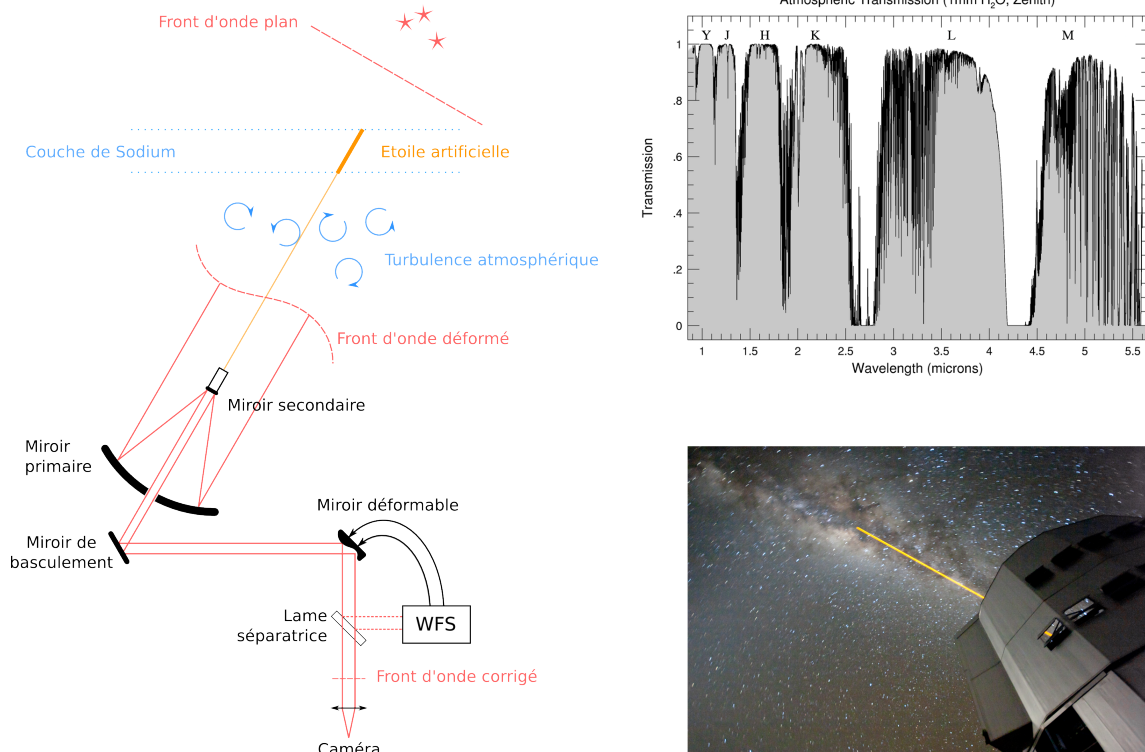


FIGURE 3.3 – (*Gauche*) Schéma du système d'optique adaptative au foyer Cassegrain d'un télescope du VLT. Avant son entrée dans l'atmosphère, le rayonnement en provenance de l'objet observé est une onde plane. Cette onde traverse les couches turbulentes de l'atmosphère et se déforme avant d'atteindre le télescope. Elle est ensuite réfléchi par plusieurs miroirs successifs dont le miroir primaire de 8.2 m de diamètre qui collecte la lumière, le miroir de basculement qui permet de corriger légèrement le pointage sans avoir à bouger l'ensemble du télescope et un miroir déformable qui corrige le front d'onde (le montage réel présente plusieurs miroirs et optiques supplémentaires, non représentés ici). La correction du front d'onde est réalisée quasiment en temps réel : une fraction du signal réfléchi par le dernier miroir est envoyée grâce à une lame séparatrice vers un analyseur de front d'onde (WFS, Wave Front Sensor) qui calcule la déformation à appliquer au miroir, en utilisant l'image d'une étoile naturelle ou artificielle (cf. Section 3.2.2 pour plus de détails). Le front d'onde ainsi corrigé est focalisé sur le détecteur en sortie du télescope. L'étoile artificielle représentée sur le schéma est créée grâce à un Laser qui excite le sodium présent dans les couches supérieures de l'atmosphère, à une altitude d'environ 80 km, ce qui produit une image similaire à celle d'une étoile réelle. (*Droite, en haut*) Fonction de transmission de l'atmosphère dans le domaine du proche infrarouge calculée par Lord (1992). Les lettres Y, J, H, K, L et M correspondent aux bandes de longueurs d'onde où les observations sont possibles. (*Droite, en bas*) Photographie du VLT que j'ai prise pendant nos observations du centre Galactique, le 19 mars 2012. Le Laser sodium est clairement visible et pointe dans la direction de Sgr A*, vers une région dont l'émission est fortement absorbée par la matière interstellaire dans le domaine visible.

stable au cours du temps. En revanche, aux plus hautes longueurs d'onde, les observations sont fortement contaminées par l'émission locale (de l'atmosphère et du télescope) qui est, elle, fortement variable. Ces différences induisent des techniques d'observation et de réduction des données relativement différentes selon les longueurs d'onde considérées.

Les techniques d'observation

La brillance des sources et le rayonnement thermique de l'environnement obligent à recourir à un temps d'exposition (DIT, Detector Intergration Time) très court pour éviter la saturation du détecteur, notamment aux plus grandes longueurs d'onde. Chaque observation est donc divisée en une multitude de poses qui sont ensuite recombinaées lors de l'analyse de données. Ce découpage de l'observation permet également de figer les effets de la turbulence atmosphérique et de pouvoir supprimer de l'image finale les DIT qui ne présenteraient pas une correction du front d'onde optimale.

Pour les longueurs d'onde les plus grandes, l'émission thermique de l'atmosphère constitue une composante variable du signal qu'il faut échantillonner le plus fréquemment possible afin de la soustraire. Il existe pour cela une technique dite de « Jitter » (gigue en français) qui consiste, entre deux observations, à faire fluctuer aléatoirement la position de la source dans le champ de vue. Cette technique permet ensuite de prendre la médiane de plusieurs images obtenues dans un intervalle de temps court, afin de faire disparaître la contribution des sources et d'obtenir ainsi l'estimation moyenne du fond (*sky*) sur la période en question. Ce procédé est performant pour les régions relativement vides mais est plus délicat à appliquer pour les régions denses telles que le centre Galactique. Il est alors conseillé d'alterner les observations de ces régions avec des observations de régions connexes relativement vides afin d'améliorer la soustraction du fond. Cette méthode appelée « chopping and nodding » implique une perte de temps d'observation importante, pouvant aller jusqu'à 50%. L'ensemble des modifications de pointés sont réalisés en pivotant le miroir de basculement (cf. Figure 3.3, gauche) ce qui modifie également le chemin optique entre deux images successives. Pour les déplacements importants, cette différence est visible aux plus grandes longueurs d'onde, notamment en bande M, et peut être corrigée par le « nodding » qui consiste à bouger, de temps à autres, l'ensemble du télescope.

Enfin, les observations sont également soumises aux imperfections des optiques et du détecteur. Ces modifications apportées au signal peuvent être observées directement en effectuant des observations en champ uniforme (*flat field*) et en l'absence de source (*dark*). Ces observations sont réalisées en début et en fin de nuit, dans les mêmes conditions instrumentales que celles des observations, et permettent de corriger les deux composantes du fond correspondantes (cf. Section 3.2.3).

L'absorption interstellaire

Comme dans le domaine des rayons X, l'absorption interstellaire du rayonnement infrarouge est très importante dans la direction du centre Galactique et dépend fortement de la longueur d'onde. Cette atténuation du signal induit un rougissement du spectre des sources et peut être estimée expérimentalement (voir par exemple Fritz et al., 2011). La Table 3.6 renseigne les valeurs des coefficients d'absorption et la correction correspondante est explicitée par l'équation (3.3).

3.2.2 L'instrument NACO sur le VLT

Le Very Large Telescope (VLT) est un observatoire de l'ESO situé sur le mont Paranal dans le désert de l'Atacama au Chili. Il a été mis en opération progressivement entre 1999 et 2008, et est maintenant constitué de quatre grands télescopes (UT, Unit Telescope) de 8.2 m de diamètre et de quatre télescopes mobiles (AT, Auxiliary Telescope) de 1.8 m. L'instrument NACO que nous avons utilisé se trouve au foyer Nasmyth du télescope Yepun (ou UT 4) et il dispose d'un système d'optique adaptative ainsi qu'une étoile guide Laser. Cet instrument permet de faire de l'imagerie et de la spectrométrie dans le domaine de l'infrarouge proche. NACO est la contraction de NAOS (le système d'optique adaptative, Rousset et al., 2003) et CONICA (le détecteur, Lenzen et al., 2003).

Le système d'optique adaptative NAOS

Le principe de l'optique adaptative est de corriger les perturbations du front d'onde quasiment en temps réel entre le télescope et le détecteur. Les principaux éléments du système d'optique adaptative NAOS sont schématisés sur la Figure 3.3 (gauche). L'élément clef est l'analyseur de front d'onde (WFS) Shack-Hartmann qui échantillonne le front d'onde à l'aide d'une matrice de lentilles et évalue la direction de l'onde en chaque point en créant une multitude d'images d'une étoile de référence. Le déplacement de ces images par rapport à la position attendue est créé par l'inclinaison locale du front d'onde incident, ce qui permet de mesurer précisément la déformation du front d'onde. La correction à appliquer au rayonnement incident est ensuite envoyée à un miroir qui se déforme sous l'action d'actionneurs piézoélectriques. Cette correction se fait grâce à une boucle de rétroaction qui compare le signal attendu avec le signal obtenu, avec une fréquence maximale de 500 Hz. Un second miroir mobile est chargé d'effectuer, au sein de la même boucle, un mouvement de « tip-tilt » (basculement) afin d'éliminer le déplacement apparent de la source dans le champ de vue. Les performances de ce système d'optique adaptative dépendent à la fois des conditions atmosphériques et de l'étoile de référence. Si les conditions optimales sont réunies, cette correction permet d'approcher la limite de diffraction du télescope.

Pour une correction optimale, l'étoile de référence doit être lumineuse, dans le visible ou dans l'infrarouge, et doit être située à moins de 55 arcsec de la source étudiée. Avec de telles contraintes, les étoiles guides naturelles (NGS, Natural Guide Star) permettent de fournir une correction raisonnable sur une superficie inférieure à 3% de la totalité du ciel. C'est pourquoi le télescope Yepun est également équipé d'une étoile guide Laser (LGS, Laser Guide Star) qui permet de créer une étoile artificielle dans le champ de vue et d'augmenter ainsi l'usage de l'optique adaptative à près de 65% du ciel (cf. ci-dessous). Le Laser à 589.5 nm a un diamètre de 50 cm et illumine l'atmosphère depuis le miroir secondaire jusqu'à une altitude de 90 km, où il excite la fine couche de sodium présente à cette altitude. Les atomes de sodium diffusent le rayonnement, créant ainsi une étoile de magnitude autour de 12 dans le domaine visible. Cette étoile artificielle étant relativement « proche » du télescope, le trajet parcouru par la lumière n'est pas exactement le même que pour une étoile naturelle, et la correction est donc moins efficace. Par ailleurs, le Laser traverse les couches turbulentes de l'atmosphère avant d'atteindre les couches supérieures où il crée l'étoile guide. Le déplacement apparent éventuel induit sur la position de la LGS rend nécessaire l'utilisation d'une NGS pour corriger la position de la source dans le champ de vue ; ceci explique pourquoi une partie du ciel ne peut bénéficier de l'optique adaptative. Cependant, les critères de sélection de cette étoile sont moins restreints qu'en absence de la LGS. Enfin, l'utilisation du Laser est limité aux bonnes conditions atmosphériques et

aux masses d'air² faibles (inférieures à 1.5).

La correction du front d'onde est réalisée sur une fraction du rayonnement incident prélevé en utilisant une lame séparatrice entre le miroir déformable et la caméra (cf. Figure 3.3, gauche). Le choix de la lame dépend de l'étoile de référence utilisée, visible ou infrarouge. Dans le cas où une étoile naturelle dans le domaine infrarouge est choisie, la lame séparatrice à utiliser dépend également de la longueur d'onde observée ; il existe ainsi deux lames, l'une pour les courtes longueurs d'onde (bandes H et K), l'autre pour les grandes longueurs d'onde (bandes L et M). Pour les observations du centre Galactique, où les longueurs d'onde visibles sont fortement absorbées et dans le cas de l'utilisation du Laser, une troisième lame séparatrice est choisie, pour toutes les longueurs d'onde. Ce détail aura son importance lorsque nous souhaiterons alterner les observations dans différentes bandes.

Le détecteur CONICA

Le détecteur CONICA est constitué d'une matrice de 1024×1024 pixels sensible aux longueurs d'onde entre 1 et $5 \mu\text{m}$. Il est accompagné de cinq filtres dont les caractéristiques sont données dans la Table 3.4 et qui permettent d'acquérir des images dans les bandes J, H, K, L ou M. Le champ de vue total des caméras S27 et L27 utilisées est de 28 arcsec. Pour des raisons techniques, l'acquisition des données en bande M est limitée aux 512×512 pixels centraux, et donc à un champ de vue de 14 arcsec. Le détecteur CONICA est également muni d'un prisme qui permet de disperser le spectre des sources préalablement sélectionnées à l'aide d'une fente, de la bande H à la bande M. Ce dernier mode d'observation n'est pas conseillé pour les sources de faible magnitude, telles que Sgr A* (cf. Section 3.2.3).

3.2.3 Choix des observations et réduction des données

L'instrument NACO du VLT a été utilisé en mars 2012 dans le cadre d'une campagne multi-longueur d'onde visant à caractériser l'activité présente de Sgr A*. L'objectif premier de cette campagne était d'obtenir pour la première fois une mesure du spectre des sursauts quotidiens du trou noir, à la fois en X et en infrarouge (cf. Chapitre 5). Le programme d'observations simultanées avec *XMM-Newton* et le VLT, proposé par notre groupe, faisait initialement référence à l'utilisation du prisme de l'instrument NACO permettant en théorie de mesurer le spectre complet de Sgr A* simultanément dans les bandes H, K, L et M. Cependant, les mesures similaires réalisées par le groupe IR du MPE, co-investigateur de la proposition, ont montré qu'il serait difficile d'obtenir des mesures exploitables si les sursauts observés n'étaient pas particulièrement brillants. Nous avons donc décidé d'opter pour une technique de spectro-imagerie consistant à alterner les filtres d'observation H, K, L et M afin d'obtenir des contraintes quasi-simultanées du flux de Sgr A* dans chacune de ces bandes.

La technique de spectro-imagerie choisie avait déjà été testée par notre groupe en 2009 avec les bandes K et L (Trap et al., 2011). L'inconvénient majeur de cette méthode est la perte de temps induite par le passage d'un filtre à l'autre accompagné, dans certains cas, par le changement manuel de la lame séparatrice utilisée pour la correction du front d'onde (cf. Section 3.2.2). Lors de la campagne d'observations de 2009, le passage d'une bande d'observation à l'autre prenait pour cette raison plus de deux minutes. Depuis, la mise en place du Laser permet d'utiliser une lame séparatrice unique

2. La masse d'air désigne l'épaisseur de l'atmosphère terrestre traversée par le signal pour atteindre l'observateur ; par convention, une masse d'air correspond à l'épaisseur de l'atmosphère dans la direction du zénith depuis le niveau de la mer.

TABLE 3.4 – Caractéristiques des observations infrarouges réalisées avec VLT/NACO.

		J	H	K _s	L'	M'
λ_c	[μm]	1.27	1.66	2.18	3.80	4.78
FWHM	[μm]	0.25	0.33	0.35	0.62	0.59
DIT	[s]	—	2.0	1.0 ou 4.0 ^a	0.2	0.056
NDIT		—	15	30 ou 8	150×2	178×6
Total	[s]	—	30	30	60	60 ^b
Influence du seeing		—	forte	moyenne	faible	faible
Influence du fond local		—	faible	faible	forte	forte

^a Modification des programmes d'observation le 17 mars.^b Dont 50% sont dédiées à l'estimation du fond uniquement.

pour toutes les bandes d'observation et de réduire ainsi à moins d'une minute le temps perdu lors du changement de filtre.

Techniques d'observation permettant d'optimiser l'alternance des filtres

A l'aide des considérations précédentes, nous avons établi plusieurs programmes d'observation déterminant entre autres le temps d'exposition pour chacune des longueurs d'onde. Nous avons fixé le temps total d'exposition à 30 s pour toutes les bandes afin d'obtenir un ratio de signal sur bruit satisfaisant. Par ailleurs, chacune de ces observations est constituée d'un certain nombre (NDIT) d'images, dont le temps de pose (DIT) varie selon la longueur d'onde. Les paramètres utilisés sont renseignés dans la Table 3.4. En particulier, plus la contribution du fond local est importante, plus le temps de pose doit être court afin d'éviter la saturation du détecteur.

Les programmes d'observation doivent également indiquer la position de la source à l'intérieur du détecteur et les observations supplémentaires à réaliser pour estimer la contribution du fond local, notamment pour les bandes L et M. Le comportement erratique de la moitié supérieure du détecteur, signalé quelques temps avant nos observations, nous a conduit à ne pas utiliser la fonction « jitter » proposant des positions aléatoires de la source observée sur l'ensemble de la caméra. Nous avons donc défini notre propre schéma d'observation qui alterne les pointés à gauche et à droite de Sgr A^{*}, tout en montant progressivement la position de la source dans la moitié inférieure du détecteur. Changer la position exacte du pointé permet, d'une part, d'éviter de perdre de l'information (par exemple en plaçant systématiquement un objet important sur des pixels défectueux) et, d'autre part, d'estimer la contribution du ciel à la position de Sgr A^{*}. En effet, le décalage entre les pointés à gauche et à droite a été choisi de manière à ce que la position du trou noir corresponde toujours à la position d'un champ vide dans deux observations successives, elles peuvent ainsi être soustraites facilement. Pour la bande L, dans laquelle le fond local varie rapidement, nous avons choisi de réaliser deux observations successives (gauche/droite) avant de changer le filtre, de manière à améliorer la correction du fond sans perdre de temps d'observation. Cette méthode n'est pas applicable aux observations en bande M, puisque nous ne disposons dans ce cas que d'un champ de vue réduit. Pour cette bande spécifique, nous avons donc choisi un décalage plus important de manière à faire alterner les observations de Sgr A^{*} avec les observations d'un champ vide. Enfin, le fond local étant fortement variable en bande M, il est nécessaire d'alterner les positions gauche/droite plus rapidement qu'en bande L et nous avons donc choisi d'alterner trois observations de 10 s avec trois échantillonnages du fond de même exposition avant de changer de filtre.

En théorie, si les observations sont réalisées avec le Laser, notre technique d'observation permet d'obtenir des données successivement dans les bandes H, K, L et M, selon un cycle d'environ sept

minutes. En pratique, ce schéma d'observation a dû être adapté aux conditions météorologiques et aux performances techniques de l'instrument.

La campagne d'observations de Mars 2012

La campagne d'observation mettant à contribution à la fois *XMM-Newton* et le VLT, le temps d'observation obtenu par notre groupe a été divisé en cinq demi-nuits réparties sur neuf jours, afin de remplir les contraintes d'observation de ces deux observatoires. En particulier, les observations en infrarouge ont commencé en milieu de nuit alors que le centre Galactique était à l'horizon et ont été prolongées aussi longtemps que possible avant le lever du soleil. Afin de réduire au maximum les pertes de temps entraînées par la technique d'alternance des filtres H, K, L et M, nous avons utilisé la LGS chaque fois que cela était possible. Lorsque la masse d'air était trop importante (centre Galactique bas sur l'horizon) ou que les conditions météorologiques n'étaient pas favorables à l'utilisation du Laser, nous avons utilisé une étoile de référence naturelle (IRS 7) pour corriger la déformation du front d'onde.

Lors de cette campagne d'observation, nous avons imagé le trou noir dans les quatre bandes du domaine infrarouge proche H, K, L et M. Cependant, en raison de problèmes techniques et des conditions atmosphériques, nous n'avons pas été en mesure d'alterner de manière continue ces quatre filtres et nous avons procédé de la manière suivante. Le 13 mars, nous n'avons pas pu observer en raison d'un problème instrumental lié au télescope. Le 15 mars, les conditions météorologiques, et notamment la couverture nuageuse, interdisaient l'utilisation de la LGS et rendaient difficiles les observations en bande L ou M. Nous avons donc observé Sgr A* dans la bande K en toute fin de nuit et dans la bande L à l'aube. Le 17 mars, nous avons utilisé la NGS pour la première partie des observations et alterné les filtres en bandes L et M, de façon à tester l'acquisition en bande M. Cette dernière s'est avérée plus lente que prévu (environ quatre minutes d'acquisition pour seulement 30 s d'exposition). Ainsi, lorsque la masse d'air a été suffisamment fine pour utiliser la LGS, nous avons abandonné la bande M pour alterner les filtres H, K et L, jusqu'au lever du soleil. Ce fut la seule nuit d'observation où le *seeing* était suffisamment bon (environ 0.5 arcsec) pour permettre des observations en bande H. Le 19 mars, suite à des problèmes techniques liés au Laser, nous avons commencé les observations en bande K uniquement puis, une fois le Laser réparé, nous avons alterné entre les bandes K et L jusqu'au lever du soleil. Le 20 mars, nous avons procédé comme le 17, mais sans observer en bande H. Le détail des observations est résumé dans la Table 3.5.

Réduction des données

Notre technique d'observation n'étant pas standard, nous ne pouvons pas utiliser les routines de réduction de données proposées par l'ESO. J'ai donc développé un programme Python permettant d'automatiser la réduction des données pour les différentes bandes d'observation. Ce développement s'est accompagné d'une série de tests qui ont permis d'établir les valeurs seuils et les méthodes optimales par rapport à l'objectif scientifique visé.

Obtention des cartes d'émission à partir des observations individuelles. Dans la suite de l'analyse, nous nommons « observation » la moyenne des NDIT images constituant l'observation (cf. Table 3.4 et Figure 3.4a pour un exemple d'observation). Pour chaque nuit d'observation et chaque longueur d'onde nous avons évalué le courant d'obscurité du détecteur (*dark*, cf. Figure 3.4b) et le caractère non homogène des optiques grâce à des observations en champ plat (*flat*, cf. Figure 3.4c). Chacune de ces images est créée à partir de la médiane des trois fichiers de calibration correspondants qui sont

TABLE 3.5 – Listes des observations relatives à la campagne multi-longueur d’onde de mars 2012 : numéro de l’observation, date de début et de fin, temps d’exposition exploitable et bande d’observation des instruments *XMM-Newton*/PN et VLT/NACO.

Obs. ID	Date [UTC]	Exposition [ks]	Bande
0674600601	2012-03-13, 04:15:33–09:42:07	7.3	2–10 keV
0674600701	2012-03-15, 05:10:07–09:04:07	7.9	2–10 keV
088.B-1038A	2012-03-15, 09:43:45–10:11:03		3.8 μ m (L’)
088.B-1038A	2012-03-15, 08:03:59–08:48:46		2.1 μ m (K _s)
0674601101	2012-03-17, 02:53:14–10:08:58	6.2	2–10 keV
088.B-1038A	2012-03-17, 06:12:58–07:47:01		4.7 μ m (M)
088.B-1038A	2012-03-17, 05:48:27–10:04:17		3.8 μ m (L’)
088.B-1038A	2012-03-17, 08:18:16–09:47:10		2.1 μ m (K _s)
088.B-1038A	2012-03-17, 08:17:00–09:45:52		1.6 μ m (H)
0674600801	2012-03-19, 03:52:38–10:14:30	13.6	2–10 keV
088.B-1038A	2012-03-19, 08:04:18–10:06:42		3.8 μ m (L’)
088.B-1038A	2012-03-19, 07:35:38–10:04:42		2.1 μ m (K _s)
0674601001	2012-03-21, 03:30:40–10:09:18	15.5	2–10 keV
088.B-1038A	2012-03-21, 06:11:30–06:35:46		4.7 μ m (M)
088.B-1038A	2012-03-21, 06:08:25–10:08:11		3.8 μ m (L’)
088.B-1038A	2012-03-21, 07:19:16–10:06:55		2.1 μ m (K _s)

fournis avec les observations. Les images de *flat* ont également été soustraites du courant d’obscurité associé en utilisant les *dark* créés avec les mêmes filtres et les mêmes temps d’intégration. Grâce à ces fichiers nous avons créé une première série d’images corrigées du *dark* et du *flat* de la manière suivante :

$$S = \frac{\text{Observation} - \text{Dark}}{\text{Flat} - \text{Dark}_{\text{Flat}}}. \quad (3.1)$$

Cette première série d’images a été utilisée pour déterminer la liste des pixels défectueux. Pour chaque bande d’observation nous avons considéré la médiane des images S . En raison du caractère variable du pointé à l’intérieur du champ de vue, cette médiane est une image relativement uniforme dans laquelle les pixels défectueux se distinguent par des valeurs négatives ou très élevées. Ceci permet de créer un masque M listant les pixels ayant des valeurs inférieures à 0 ou supérieures à 50, 150, 4000 et 16000 pour les bandes H, K, L et M, respectivement (cf. Figure 3.4d). Ces masques ont été utilisés pour corriger la première série d’images de la manière suivante :

$$\text{Image} = S \times M + \left[\frac{(S \times M) * K}{M * K} \right] \times (1 - M), \quad (3.2)$$

où le masque M vaut 0 si le pixel est erratique et 1 sinon, K est un noyau carré de 5 pixels de côté, et $*$ est l’opérateur convolution. Ainsi les valeurs manquantes sont remplacées par la moyenne des pixels fonctionnels adjacents (cf. Figure 3.4f)

Par ailleurs, estimer l’émission de l’atmosphère, aussi appelée *sky*, est indispensable pour obtenir des images exploitables, notamment en bandes L et M. Pour chaque observation nous avons donc estimé la contribution de l’atmosphère en prenant, soit la médiane des cinq observations les plus proches en temps de l’observation considérée, soit les observations dédiées (en bande M). Ce choix n’est pas optimal puisque la contribution de certaines étoiles est encore visible (cf. Figure 3.4e). Ainsi, la soustraction du *sky* crée des trous dans les données. Cependant, augmenter le nombre d’images servant à évaluer le *sky* revient à sous estimer la contribution de l’atmosphère en bande L, notamment en milieu de nuit lorsque la masse d’air diminue de façon drastique à mesure que le centre Galactique se lève. Ainsi, nos données ne permettent pas d’obtenir une estimation de l’atmosphère acceptable

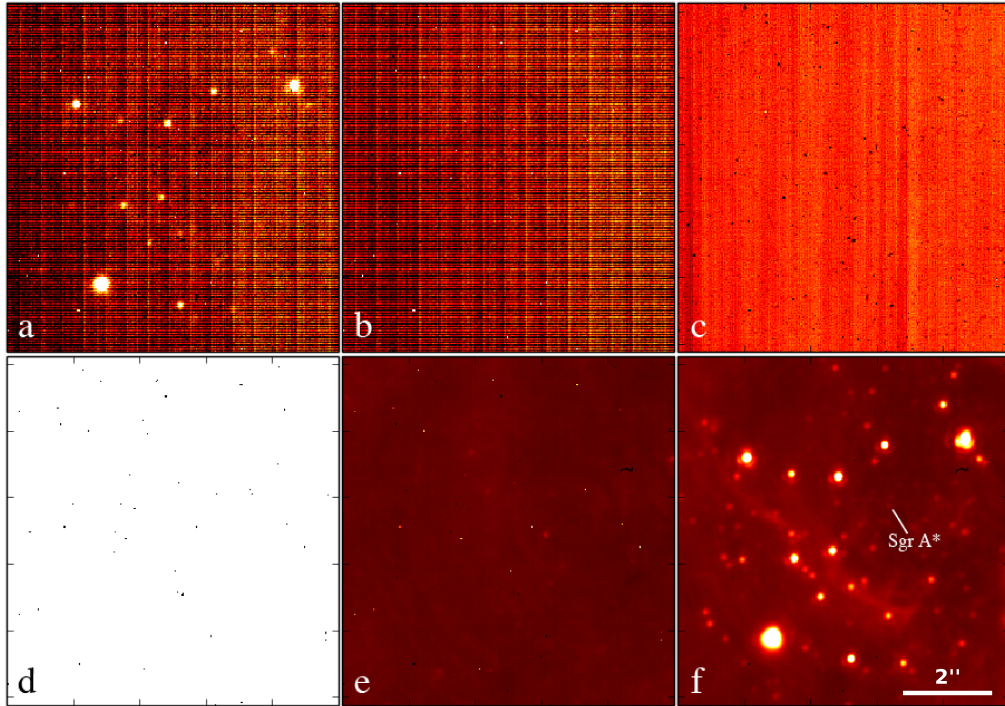


FIGURE 3.4 – Etapes de la réduction des données du VLT/NACO pour une observation unique en bande L (acquisition du 19 mars 2012 à 10h02 UTC). (a) Données brutes. (b) Courant d’obscurité, *dark*. (c) Observation en champ plat, *flat*. (d) Masque renseignant la position des mauvais pixels. (e) Estimation de la contribution de l’atmosphère, *sky*, créée en prenant la médiane de cinq observations et corrigée à l’aide d’un *dark* et d’un *flat* selon l’équation (3.1), afin de mieux rendre compte de son contenu. En plus des pixels erratiques, quelques sources d’apparence ponctuelle sont visibles : il s’agit d’un signal résiduel lié à la présence d’étoiles dans les images utilisées pour créer le *sky*. (f) Image finale présentant les étoiles et l’émission diffuse du centre Galactique, elle a été obtenue grâce aux opérations données par les équations (3.1) puis (3.2).

pour l’ensemble des observations et nous avons décidé de ne pas utiliser les images de *sky* créées pour estimer le fond. En revanche, dans la mesure où les cartes de *sky* ne présentent pas de résidus d’étoiles superposés à la position de Sgr A*, ces cartes peuvent être utilisées pour corriger grossièrement la contribution de l’atmosphère dans les images individuelles et vérifier visuellement la qualité des observations, ainsi que les variations de l’émission du trou noir.

Obtention des courbes de lumière. Afin d’extraire les courbes de lumière, j’ai tout d’abord aligné les images les unes par rapport aux autres en ajustant la position de deux étoiles de référence toujours présentes dans le champ de vue (IRS16C et IRS16NW, cf. Figure 3.5, gauche). Dans la mesure où les étoiles sont des sources ponctuelles, et que la PSF correspondante ne fait que quelques pixels de large, il est nécessaire de réaliser cette opération avec une précision de l’ordre du dixième de pixel. En raison des changements de pointés importants, le champ de vue final des cubes de données est limité à 300 pixels autour de Sgr A* (150 pixels en bande M). J’utilise ensuite les cubes de données ainsi créés pour extraire les courbes de lumière des sources ponctuelles par la méthode de photométrie

TABLE 3.6 – Paramètres utilisés pour la calibration des données VLT/NACO.

		H	K _s	L'	M'
F ₀ ^a	[Jy]	1050	667	248	160
S65 ^b	[mag]	15.52 ± 0.03	13.64 ± 0.02	12.06 ± 0.05	
IRS16C ^b	[mag]	11.90 ± 0.01	9.93 ± 0.01	8.20 ± 0.03	
IRS16NW ^b	[mag]	12.03 ± 0.01	10.14 ± 0.01	8.43 ± 0.03	
A _λ ^c		4.21 ± 0.10	2.42 ± 0.10	1.09 ± 0.13	0.96 ± 0.28

^a Flux de calibration déterminé à partir des mesures réalisées sur l'étoile Véga ayant une magnitude 0 (Cox, 2000).

^b Magnitude des étoiles publiées par Schödel et al. (2010). Nous avons considéré que ces étoiles avaient la même magnitude en bandes L et M.

^c Valeurs de l'extinction interstellaire pour le centre Galactique (Fritz et al., 2011).

d'ouverture. Chaque source est définie par une région circulaire de cinq pixels de diamètre, tel que représenté sur la Figure 3.5 (gauche). Pour chaque image, nous avons défini le flux de la source comme la moyenne³ des flux mesurés dans les pixels de la région circulaire. Cette première étape permet d'établir une courbe de lumière préliminaire de Sgr A*, ainsi que de plusieurs étoiles de référence permettant de calibrer les données et de régions vides permettant d'estimer localement la contribution du fond.

La calibration des courbes de lumière est réalisée à partir d'étoiles de magnitudes stables et connues : S65 pour les bandes H et K, et la moyenne des étoiles IRS16C et IRS16NW pour les bandes L et M. Le flux réel de ces étoiles, corrigé du rougissement induit par l'absorption interstellaire, est estimé de la manière suivante :

$$F_{\text{étoile}} = F_0 \times 10^{(A_\lambda - Mg_{\text{étoile}})/2.5}, \quad (3.3)$$

avec F_0 , A_λ et $Mg_{\text{étoile}}$, trois quantités connues renseignées dans la Table 3.6. La connaissance de $F_{\text{étoile}}$ permet ensuite de déterminer le coefficient de calibration C :

$$C = \frac{F_{\text{étoile}}}{F_{\text{mesuré}} - F_{\text{bkg}}}, \quad (3.4)$$

où $F_{\text{mesuré}}$ est le flux de l'étoile mesuré dans nos données et F_{bkg} est l'estimation du fond contenu dans ces mêmes données. Pour les étoiles brillantes telles que les étoiles de référence, le flux du fond peut être estimé à partir d'une région vide identique et à proximité de celle de la source. Il suffit ensuite de multiplier l'ensemble des flux mesurés par ce coefficient de calibration C afin d'obtenir des courbes de lumière exploitables.

Enfin, pour les sources les plus faibles, telles que Sgr A* et l'étoile S2, il est nécessaire d'estimer précisément la contribution du fond atmosphérique et astrophysique présent à la position de ces sources. Pour ce faire, nous avons choisi plusieurs régions vides à proximité et nous avons déterminé leur flux (cf. Figure 3.5, gauche). Ces flux contiennent deux composantes : une contribution des étoiles voisines qui varie de région en région mais qui est constante dans le temps et une contribution du ciel qui devrait être très similaire d'une région à l'autre (en raison de leur proximité) mais qui varie d'une observation à l'autre. Nous avons donc renormalisé les valeurs moyennes de ces courbes de lumière de façon à obtenir la déviation standard liée aux fluctuations locales du fond atmosphérique. Les barres d'erreur indiquées sur les courbes de lumière de Sgr A* et S2 correspondent à la valeur de

3. La même définition est utilisée pour mesurer le flux des sources servant à la calibration des données ; le choix d'effectuer une moyenne plutôt qu'une somme n'a donc aucune conséquence sur les résultats finaux (cf. équation 3.4).

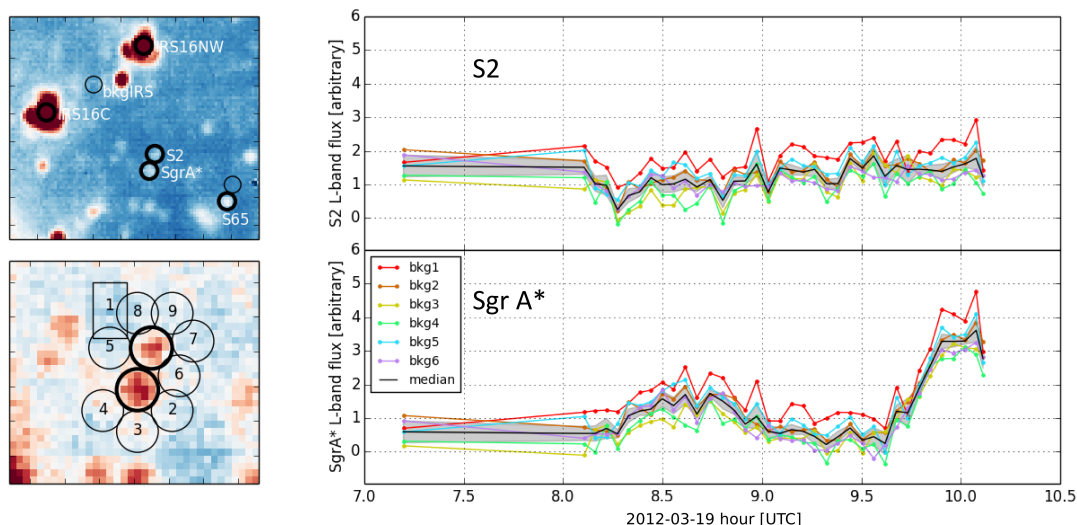


FIGURE 3.5 – (*Gauche*) Détail de la région d'intérêt créé à partir des données VLT/NACO obtenues le 19 mars 2012 vers 10 h UTC, en bande L. L'échelle de couleur montre les objets brillants en rouge et les régions peu intenses en bleu. Les régions utilisées pour créer les courbes de lumière des astres de référence sont les cercles de 6 pixels de diamètre (environ 0.16 arcsec) représentés en noir et en gras (Sgr A*, S2, IRS16NW, IRS16C et S65). Les cercles fins indiquent, eux, les régions utilisées pour estimer localement le fond. L'image inférieure est un agrandissement de la région autour de l'étoile S2 et de Sgr A* qui est alors à un pic d'émission. Sur cette seconde image sont représentées les différentes régions (numérotées de 1 à 9) utilisées pour estimer le fond à la position des deux sources. Leur nombre permet de quantifier l'erreur induite sur la mesure du flux de ces astres faiblement lumineux. (*Droite*) Courbes de lumière de l'étoile S2 et de Sgr A* obtenues à partir des données du 19 mars 2012 dans la bande L, avant leur calibration à l'aide des étoiles de référence. Les différentes couleurs renvoient aux différentes régions qui sont utilisées pour estimer le fond local et qui sont représentées sur la partie gauche de la figure. La courbe de lumière noire est la courbe de lumière médiane dont les incertitudes ont été estimées à partir de la déviation standard des courbes de lumière individuelles (cf. Section 3.2.3). J'ai également moyenné les données des observations successives lorsque celles-ci étaient acquises à moins de 1.44 minute d'intervalle.

la déviation standard à 1σ ainsi déterminée. En revanche, la contribution stellaire exacte à la position de Sgr A* est plus délicate à mesurer. Nous avons décidé de prendre comme estimation la médiane des observations locales utilisées pour le calcul des barres d'erreur (cf. Figure 3.5, droite). Il est également possible de calculer précisément la contribution de toutes les étoiles connues à la position de Sgr A*, ou encore de considérer que les sursauts de Sgr A* constituent un ajout à une émission quiescente toujours présente, auquel cas le flux le plus bas mesuré à la position de Sgr A* peut être utilisé comme estimation du fond. L'influence de ces choix sera discuté en même temps que les résultats de l'analyse des courbes de lumière à la Section 5.2.

3.3 Observations radio

Ma thèse fait également usage d'observations radio. Il s'agit principalement d'observations Mopra à 3 mm que nous avons utilisées pour contraindre les paramètres de la matière moléculaire au centre de la Galaxie. Ces observations ont une résolution angulaire de l'ordre de 40 arcsec et couvrent l'intégra-

lité de la zone moléculaire centrale pour différentes molécules et pour une large gamme de vitesses (cf. Figure 2.5). Une comparaison attentive de ces cubes de données avec les cartes à 6.4 keV permet d'identifier des morphologies similaires aux deux longueurs d'onde et ainsi d'attribuer le signal de fluorescence à des structures moléculaires bien précises. Dans l'hypothèse d'une illumination de ces nuages par l'activité passée de Sgr A*, leur identification est essentielle pour reconstruire les propriétés du rayonnement à l'origine de l'émission en rayons X. Néanmoins, les paramètres déduits de ces observations radio sont parfois difficilement exploitables pour l'interprétation des données X qui ont une bien meilleure résolution angulaire. Notre groupe a donc demandé du temps d'observation CARMA (Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy), afin de mieux contraindre la distribution de matière dans quelques régions spécifiques. Je suis auteur (PI, Principal Investigator) de cette proposition et les observations correspondantes ont été réalisées au cours de l'année 2013–2014. Il s'agit d'observations autour de 90 GHz permettant l'identification de huit raies moléculaires dont le N_2H^+ ($J=1-0$), le HCO^+ ($J=1-0$) et le HCN ($J=1-0$) permettant de tracer les cœurs denses et les molécules H^{13}CO^+ ($J=1-0$) et SiO ($J=1-0$) qui peuvent rendre compte des modifications induites dans la matière par la propagation d'un rayonnement X intense. La réduction des données correspondantes est en cours d'analyse et devrait permettre d'étudier la composition et la structure fine de la distribution de matière dans un nuage spécifique (le Bridge, cf. Section 7.2.1) avec une résolution spatiale allant jusqu'à 2.2 arcsec. Ces informations, couplées aux données disponibles en rayons X, seront fondamentales pour mieux contraindre l'activité passée de Sgr A*.

Deuxième partie

ACTIVITÉ ACTUELLE DE SAGITTARIUS A^{*} : ÉTUDE DES
SURSAUTS QUOTIDIENS

CHAPITRE 4

Modèles d'émission proposés pour les sursauts de Sgr A*

Sommaire

4.1	Processus d'émission envisagés	74
4.1.1	Emission synchrotron	74
4.1.2	Diffusion Compton inverse	75
4.2	Contraintes observationnelles	76
4.2.1	Discussion sur la définition d'un sursaut	77
4.2.2	En rayons X	77
4.2.3	En infrarouge	79
4.2.4	Campagnes multi-longueur d'onde	79
4.3	Modèles radiatifs proposés à l'aide des contraintes disponibles	81
4.3.1	Emission synchrotron responsable du rayonnement infrarouge	82
4.3.2	Possibilités pour expliquer le rayonnement X	82
4.3.3	Modèle d'expansion pour expliquer le retard de l'émission sub-mm	83
4.4	Objectifs scientifiques de la campagne d'observation de 2012	84

L'activité actuelle de Sgr A* est extrêmement faible mais elle est ponctuée de sursauts, détectés à différentes longueurs d'onde, durant lesquels la luminosité du trou noir peut augmenter d'un facteur dix ou plus en infrarouge et cent en rayons X. S'il existe un certain consensus concernant la nature de l'émission quiescente du trou noir (cf. Section 1.3.2), l'origine exacte des sursauts d'activité quotidiens est inconnue, tant sur le plan des mécanismes déclencheurs que sur le plan radiatif, bien que ces événements soient observés et étudiés depuis bientôt quinze ans. Ce chapitre résume l'ensemble des caractéristiques connues de ces périodes d'activité, ainsi que les modèles radiatifs non thermiques envisagés pour rendre compte des observations. Je commence donc par un rappel des principaux processus radiatifs utilisés dans les modèles, puis je présente les contraintes observationnelles obtenues en rayons X, en infrarouge et grâce aux campagnes multi-longueur d'onde. Enfin, je décris les principaux modèles radiatifs actuellement compatibles avec les observations ; avant de conclure sur les objectifs de la campagne d'observation menée en mars 2012 et dont les résultats seront présentés au Chapitre 5.

4.1 Processus d'émission envisagés

L'émission variable du trou noir supermassif au centre de notre Galaxie a été caractérisée à plusieurs longueurs d'onde et sa forme spectrale peut être modélisée à partir de différents processus radiatifs non thermiques que nous détaillons ci-dessous (voir aussi Figure 1.5, gauche). Il s'agit en particulier de l'émission synchrotron et de l'émission Compton inverse.

4.1.1 Emission synchrotron

En présence d'un champ magnétique, un électron est soumis à une force électromagnétique qui dépend de sa charge e , de l'intensité B du champ magnétique, de la vitesse v de l'électron, ainsi que de l'orientation θ de la vitesse de l'électron par rapport à la direction du champ magnétique ($F = e v B \sin \theta$). Cette force est exercée sur l'électron dans la direction perpendiculaire à la direction de l'électron et du champ magnétique ; elle a pour effet d'accélérer l'électron selon une trajectoire hélicoïdale le long de la direction du champ magnétique. L'accélération de la particule produit un rayonnement électromagnétique, c'est l'émission cyclotron. Elle est émise à différentes fréquences qui correspondent à la fréquence de l'orbite de l'électron et à ses harmoniques. Lorsque l'électron atteint des vitesses relativistes, le spectre discret émis par l'électron se mélange en un spectre continu et est alors appelé émission synchrotron. Par la suite, l'état des électrons sera indiqué par le facteur de Lorentz, $\gamma = (1 - v/c)^{-1/2}$, qui dépend uniquement de leur vitesse et qui détermine leur énergie totale, $E = \gamma m_e c^2$.

Les spectres synchrotron considérés par la suite sont créés à partir d'une population d'électrons ayant une distribution d'énergie en loi de puissance, et des directions globalement aléatoires par rapport à la direction du champ magnétique. L'allure d'un tel spectre est donné à la Figure 4.1 (gauche). La pente globale du spectre peut être déterminée à partir de l'indice de la loi de puissance décrivant la densité volumique d'électrons, $n_e(\gamma) \sim \gamma^{-p}$,

$$\nu L_\nu \propto \nu^\beta \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{3-p}{2}, \quad (4.1)$$

où L_ν est la luminosité créée par la source à une fréquence donnée, et νL_ν renseigne la puissance totale libérée correspondante. Le spectre décrit par l'équation (4.1) est limité à un certain domaine de fréquences compris entre ν_m et ν_c . Ces fréquences limites peuvent être déterminées par les formules analytiques de Gould (1979). La première est la fréquence en dessous de laquelle l'émission synchrotron est auto-absorbée (absorption des photons par les électrons du plasma source). Elle dépend du nombre d'électrons, de la taille de la région dans laquelle ils sont contenus, de l'intensité du champ magnétique, et également de la pente de la population d'électrons p . Globalement, la fréquence ν_m diminue lorsque la taille de la région augmente. La fréquence critique ν_c correspond à la vitesse maximale présente dans la distribution d'électrons et est donnée par,

$$\nu_c = \frac{3eB\gamma_{max}^2}{16m_e} \sim 10^{15} \left(\frac{B}{30 \text{ G}} \right) \left(\frac{\gamma_{max}}{10^4} \right)^2 \text{ Hz}. \quad (4.2)$$

Elle correspond également à la position du pic d'émission dans le cas d'un spectre d'émission créé par une population d'électrons mono-énergétique (illustré dans la Figure 4.1, droite).

Ces propriétés permettent de prédire l'allure d'un spectre synchrotron si la population d'électrons est assimilée à une loi de puissance ; le détail des équations peut être consulté dans Rybicki & Lightman

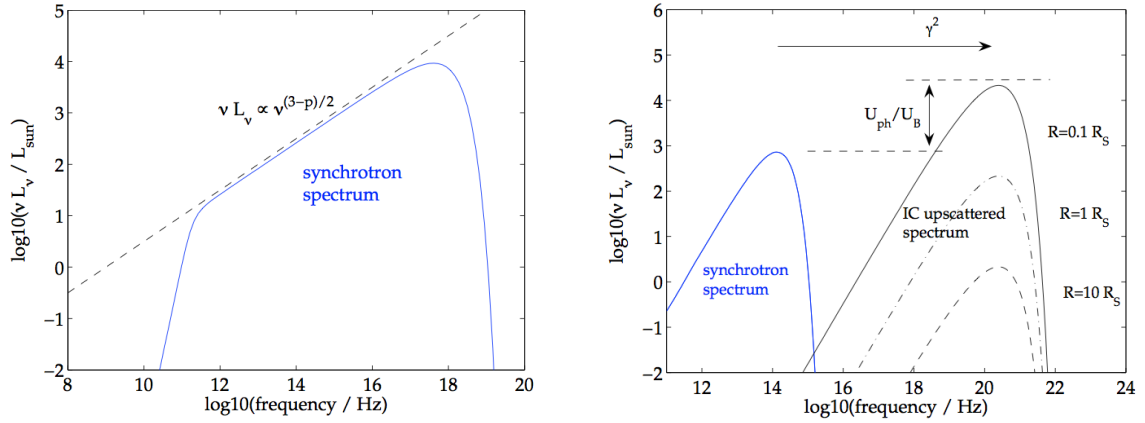


FIGURE 4.1 – (*Gauche*) Exemple d'un spectre d'émission synchrotron. Spectre simulé à l'aide d'une population d'électrons en loi de puissance $n_e(\gamma) \sim \gamma^{-p}$, limitée entre γ_{\min} et γ_{\max} . L'absorption du rayonnement est responsable de la cassure à basse fréquence (en ν_m) tandis que la fréquence critique limitant le spectre à haute énergie (en ν_c) dépend du facteur de Lorentz maximal et de la valeur du champ magnétique. (*Droite*) Exemple d'un spectre synchrotron (en bleu) et synchrotron self Compton (SSC, en noir). Les spectres SSC ont été simulés à l'aide d'une population d'électrons mono-énergétique dans la limite Thomson (cf. Section 4.1.2) et pour trois densités différentes de photons U_{ph} (respectivement 0.12, 12 et 1200 erg cm⁻³ correspondant à la même énergie contenue dans des régions de tailles R différentes). Images issues de Dodds-Eden (2010).

(1986). Le processus synchrotron peut créer une émission à des fréquences très différentes qui dépendent uniquement du facteur de Lorentz de la population d'électrons à l'origine du rayonnement. L'énergie de ces derniers n'étant pas limitée, le processus synchrotron peut rendre compte de l'émission radio ($\gamma \sim 10^2$), de l'émission infrarouge ($\gamma \sim 10^3$), mais également des rayons X ($\gamma \sim 10^5$). Dans tous les cas, la puissance totale rayonnée par unité de volume par effet synchrotron s'écrit,

$$\frac{dE_{\text{sync}}}{dt} = \frac{4}{3} n_e \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B \quad \text{avec} \quad U_B = \frac{B^2}{8\pi}, \quad (4.3)$$

où U_B est la densité d'énergie magnétique et σ_T la section efficace de la diffusion Thomson (cf. Section 6.1.3). La population d'électrons refroidit donc progressivement avec un temps caractéristique, $t_{\text{sync}} \propto E^{-1}$. En raison de ce processus de refroidissement, les spectres s'étendant aux plus hautes énergies présentent généralement une cassure (cf. Section 4.3.2).

Le rayonnement ayant une direction privilégiée (tangentielle à la trajectoire de l'électron), le rayonnement synchrotron est polarisé. Chaque électron contribue donc à la polarisation totale du rayonnement qui, dans le cas d'une population d'électrons relativistes, est linéaire.

4.1.2 Diffusion Compton inverse

La diffusion Compton qui décrit l'interaction entre les photons de haute énergie et les électrons faiblement énergétiques est détaillée à la Section 6.1.3. Ici, nous considérons le processus inverse, lors duquel un électron de haute énergie donne une partie de son énergie à un photon qui est alors diffusé avec une énergie plus grande que son énergie initiale, c'est la diffusion Compton Inverse (IC).

Lorsque l'énergie du photon E_{ph} est très inférieure à la masse de l'électron m_e dans le référentiel de l'électron, alors la diffusion se produit dans la limite de Thomson (le facteur Compton, $\Gamma_e = 4E_{ph}\gamma/m_e c^2$,

est alors très inférieur à l'unité), c'est-à-dire qu'il est possible de modéliser le gain d'énergie du photon lors de son interaction avec un électron relativiste par un facteur $\sim \gamma^2$. La luminosité totale créée par diffusion Compton inverse est alors proportionnelle à la densité d'énergie U_{ph} de la population de photons initiale,

$$\frac{dE_{IC}}{dt} = \frac{4}{3} n_e \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_{ph} \quad \text{avec} \quad U_{ph} = \frac{L_{ph}}{4\pi c R^2}, \quad (4.4)$$

où L_{ph} est la luminosité totale des photons contenus dans la région de rayon R . Dans ce cas, le gain par rapport à l'émission Synchrotron vaut donc U_{ph}/U_B . Lorsque la limite Thomson n'est pas applicable ($\Gamma_e \gg 1$), la diffusion n'est plus élastique et il en résulte une diminution du signal importante au-delà d'une certaine énergie, appelée limite de Klein-Nishina. Le gain d'énergie des photons peut alors être modélisé par le facteur $\gamma^2/(1 + \Gamma_e)$, mais l'expression précise de la puissance totale ainsi créée est plus complexe à calculer.

Les propriétés de l'émission Compton inverse dépendent donc des populations d'électrons et de photons nécessaires à la création du signal. Dans le cas de Sgr A*, l'émission Compton inverse est invoquée pour expliquer l'émission en rayons X pendant les sursauts d'activité. Le spectre de la source présente potentiellement deux populations d'électrons rayonnant par processus synchrotron et pouvant être utilisées pour produire le rayonnement Compton inverse à plus haute énergie : l'une dans le domaine radio et l'autre dans le domaine infrarouge. Deux cas de figure sont généralement invoqués : l'émission Compton Externe (EC) et l'émission Synchrotron Self Compton (SSC).

Emission Compton Externe

Pour ce premier scénario, les électrons relativistes rayonnant par processus synchrotron diffusent des photons présents dans une autre bande d'énergie. Dans le cas de Sgr A*, les électrons responsables de l'émission infrarouge peuvent par exemple diffuser des photons présents aux longueurs d'onde radio, ou les électrons du domaine radio diffuser des photons infrarouges. Ces modèles ont notamment été développés par Markoff et al. (2001); Eckart et al. (2004); Yusef-Zadeh et al. (2006, 2009, 2012b).

Emission synchrotron self Compton

Lorsqu'une population d'électrons relativistes qui émet un rayonnement synchrotron diffuse également ses propres photons vers des énergies plus importantes, il s'agit du processus d'émission appelé synchrotron self Compton. Un exemple de spectre créé à partir d'électrons et de photons infrarouges est proposé sur la Figure 4.1 (droite). Dans ce cas, la forme globale et l'indice spectral du spectre en rayons X sont identiques à ceux du spectre en infrarouge et l'évolution temporelle de ces deux composantes doit être très semblable. Ces modèles ont été largement utilisés pour expliquer les caractéristiques de l'émission en rayons X détectés lors des sursauts de Sgr A* (par exemple, Markoff et al., 2001; Eckart et al., 2006a; Marrone et al., 2008; Sabha et al., 2010).

4.2 Contraintes observationnelles

Depuis leur découverte en 2001, les sursauts quotidiens de Sgr A* ont été largement observés dans plusieurs longueurs d'onde, dont les rayons X et le domaine infrarouge. Ces observations ont en partie été acquises lors de campagnes multi-longueur d'onde telles que celle réalisée par notre groupe en mars 2012 et qui est décrite au Chapitre 5. Nous présentons ici les contraintes observationnelles

obtenues lors des campagnes d'observation précédentes ainsi que les résultats récents apportés par le XVP *Chandra* et les observations *NuSTAR*.

4.2.1 Discussion sur la définition d'un sursaut

Dans la très grande majorité des études s'intéressant à la variabilité de l'émission de Sgr A*, les sursauts sont définis comme une augmentation significative de la luminosité du trou noir par rapport à l'émission généralement détectée à sa position. Cette définition permet d'isoler les différents événements et d'étudier leurs propriétés (durée, spectre, etc.). Néanmoins, elle présente certaines limites et peut introduire des biais dans l'étude des variations. Tout d'abord, la définition du niveau de référence peut poser problème. En effet, comme expliqué au Chapitre 1, en infrarouge, l'émission à la position du trou noir est constamment variable, avec différentes échelles d'amplitudes, et il est donc difficile d'estimer un flux de référence. A défaut, une valeur seuil est généralement choisie pour définir les variations dignes d'intérêt. Il est en effet possible que les variations de faible amplitude constituent une composante de bruit rouge, et que seule la queue de distribution de ces événements, aux flux les plus élevés, corresponde à une catégorie de phénomènes différente (Dodds-Eden et al., 2011). Néanmoins, d'autres études semblent indiquer que l'ensemble des variations constitue une seule et même population d'événements (Witzel et al., 2012; Hora et al., 2014). En rayons X, la situation est relativement plus simple puisqu'une émission étendue, dite « quiescente », est détectée et que son flux peut donc être utilisé comme référence. Néanmoins, il est possible que certains sursauts se situent en dessous du seuil de détection et qu'ils participent pour partie à l'émission quiescente, même si cette contribution semble relativement limitée (inférieure à 10%, Neilsen et al., 2013). Ainsi, il existe un biais de sélection puisque seuls les événements les plus brillants sont isolés.

Par ailleurs, cette sélection suppose que les événements brillants constituent une population d'événements distincte de l'état quiescent (ou équivalent), ce qui n'est pas forcément le cas. En effet, l'origine de ces pics d'émission est inconnue. Ces sursauts peuvent en théorie correspondre à des événements dont le rayonnement se superpose à l'émission quiescente, ou bien constituer une augmentation momentanée de l'émission du trou noir et donc remplacer l'émission quiescente. Les méthodes d'analyse, concernant notamment la soustraction du signal de fond, choisissent implicitement entre ces deux possibilités, en prenant respectivement comme modélisation du fond l'émission « quiescente » ou une estimation locale. Ce choix d'analyse peut modifier significativement les caractéristiques observationnelles des sursauts, notamment en infrarouge (cf. Section 5.2). En rayons X, l'émission quiescente étendue détectée à la position de Sgr A* persiste pendant les sursauts, et il est donc légitime de soustraire sa contribution au spectre des événements détectés.

Dans les trois sections suivantes nous présentons les observables relatives aux variations de l'émission de Sgr A* qualifiées de sursauts.

4.2.2 En rayons X

Les sursauts quotidiens de Sgr A* ont été observés avec *Chandra* (Baganoff et al., 2001; Eckart et al., 2004, 2006a, 2008; Hornstein et al., 2007; Nowak et al., 2012; Neilsen et al., 2013), *XMM-Newton* (Goldwurm et al., 2003; Porquet et al., 2003, 2008; Bélanger et al., 2005; Trap et al., 2011), *Swift* (Degenaar et al., 2013) et plus récemment avec *NuSTAR* (Barrière et al., 2014). L'ensemble de ces observations a permis d'estimer certaines propriétés caractéristiques des sursauts dans le domaine des rayons X.

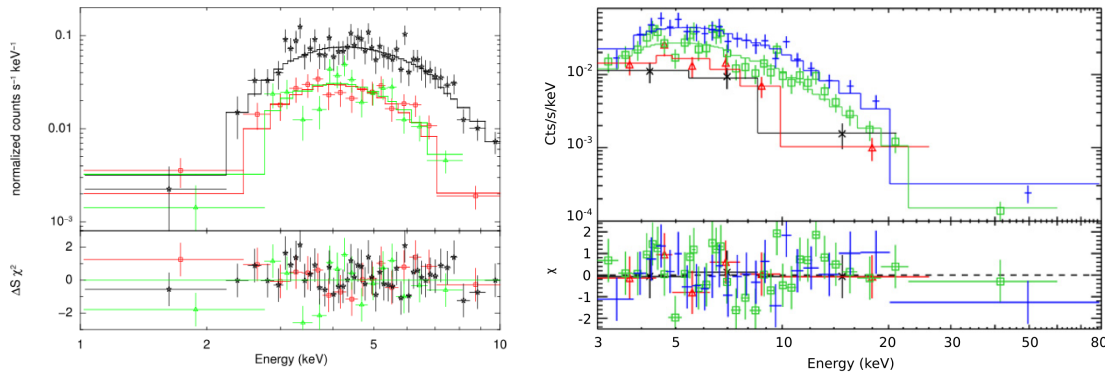


FIGURE 4.2 – Exemples de spectres de l'émission de Sgr A* dans le domaine des rayons X, observés lors de sursauts d'activité. (*Gauche*) Spectres obtenus avec la caméra EPIC du satellite *XMM-Newton* : PN (noir), MOS1 (rouge) et MOS2 (vert). Le spectre de cet événement détecté en 2007 est compatible avec une loi de puissance largement absorbée aux plus basses énergies. (*Droite*) Spectres correspondants à quatre événements différents détectés par l'observatoire *NuSTAR* en 2012. L'extension à plus haute énergie permise par cet instrument permet de mieux contraindre la pente de la loi de puissance. Images issues de Porquet et al. (2008) et Barrière et al. (2014).

Les niveaux de flux atteints lors des sursauts sont variables, avec des luminosités détectées allant jusqu'à $5 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ dans la bande 2–10 keV (Nowak et al., 2012), soit plus de deux ordres de grandeur supérieurs à la luminosité quiescente. Néanmoins, la fréquence des sursauts intenses est proportionnellement plus faible (environ 0.2 sursaut de luminosité supérieure à $10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ par jour, Degenaar et al., 2013) que la fréquence moyenne des sursauts détectés (1.1 sursaut par jour, pour des luminosités supérieures à $10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, Neilsen et al., 2013). Ainsi, la distribution des sursauts selon leur luminosité semble compatible avec une loi de puissance d'indice environ égale à -2 (Neilsen et al., 2013). Ce résultat suggère qu'une fraction de l'émission X quiescente pourrait être en partie constituée de sursauts plus faibles et non détectés, à hauteur d'environ 10% du flux constant. Par ailleurs, il ne semble pas y avoir de corrélation entre le flux maximal atteint et la durée de ces événements qui peut aller de quelques minutes à environ trois heures (cf. Figure 4.4). Pendant ces augmentations du flux, la courbe de lumière de Sgr A* présente des variations rapides (inférieures à 100 s, Barrière et al., 2014) indiquant que la taille de la région émettrice est inférieure à $10 R_S$ (cf. Section 1.1.2). La question d'une éventuelle quasi-périodicité de ces sous-structures a également été posée mais reste pour l'instant débattue (Bélangier et al., 2006).

Enfin, les spectres en rayons X correspondant à ces événements sont compatibles avec une loi de puissance absorbée dans la bande d'énergie 2–10 keV (cf. Figure 4.2, gauche). La densité de colonne semble constante et toujours proche de 10^{23} cm^{-2} et, lors des sursauts, l'émission de Sgr A* est globalement plus dure que celle de l'état quiescent (cf. Section 1.3.2). Les mesures récentes du satellite *NuSTAR* ont permis de confirmer ces résultats jusqu'à des énergies de l'ordre de 60 keV, sans indice d'une cassure dans le spectre de Sgr A* (cf. Figure 4.2, droite). L'indice de la loi de puissance ($\Gamma \sim 2$) pourrait varier selon les sursauts considérés (Degenaar et al., 2013; Barrière et al., 2014); néanmoins, cela n'est pas entièrement prouvé en raison de la faible statistique disponible pour les spectres individuels. Si elle était vérifiée, cette variation ne serait probablement pas corrélée avec la luminosité des événements.

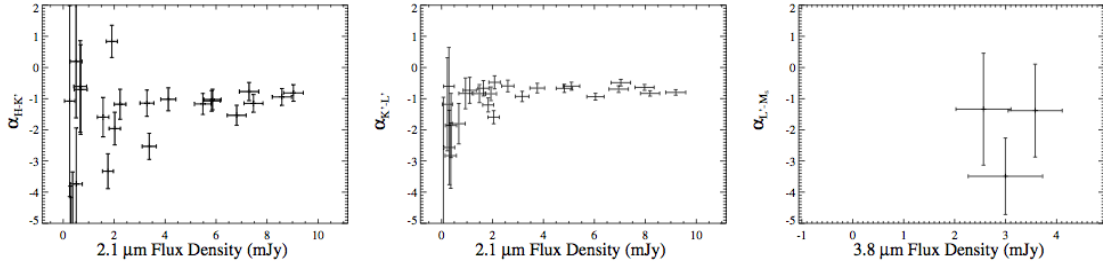


FIGURE 4.3 – Exemples d’indices spectraux dérivés à partir de l’imagerie en bande large dans le domaine infrarouge proche. De gauche à droite, pente spectrale calculée entre les bandes H et K, K et L, puis L et M. Selon l’analyse menée à partir de cette campagne d’observation réalisée avec le Keck, l’indice spectral semble indépendant du flux et de la longueur d’onde considérée. Sa valeur moyenne est estimée à -0.9 environ. Image issue de Hornstein et al. (2006).

4.2.3 En infrarouge

Une variabilité de l’émission en provenance de Sgr A^{*} a également été observée à différentes longueurs d’onde appartenant au domaine de l’infrarouge proche (NIR, Near-IR), en utilisant le VLT (par exemple, Genzel et al., 2003), le Keck (Ghez et al., 2004), *Subaru* (Nishiyama et al., 2009), le *HST* (Hubble Space Telescope, Yusef-Zadeh et al., 2006, 2009) et *Spitzer* (Hora et al., 2014). La fréquence de ces pics d’émission est environ quatre fois plus élevée qu’en rayons X mais les flux atteints sont relativement plus faibles, avec des amplitudes variant jusqu’à un facteur dix environ.

Le spectre de ces événements semble également compatible avec une loi de puissance $F_\nu \propto \nu^\alpha$, mais l’indice α est très variable selon les études, allant de -4 à -0.4 environ (cf. Table 5.1 et par exemple, Eisenhauer et al., 2005; Ghez et al., 2005; Krabbe et al., 2006; Trap et al., 2011). Par ailleurs, il existe des indications contradictoires concernant la possible corrélation entre l’indice spectral et le flux de l’événement. Il se pourrait en effet que cet indice varie avec le flux des événements (Gillissen et al., 2006; Yusef-Zadeh et al., 2009) ou non (cf. Figure 4.3 et par exemple Hornstein et al., 2007; Witzel et al., 2014). Une discussion plus approfondie sur les incertitudes accompagnant la détermination de l’indice spectral en infrarouge est présentée au Chapitre 5.

Enfin, l’émission infrarouge en provenance de Sgr A^{*} présente une polarisation linéaire variable (Eckart et al., 2006b; Meyer et al., 2006b,a, 2007; Trippe et al., 2007; Nishiyama et al., 2009; Zamaninasab et al., 2010, 2011). Les variations de la polarisation accompagnent les variations du flux de la source et interviennent donc sur des échelles de temps très courtes (inférieures à dix minutes). Cette grande variabilité a pu être interprétée en termes d’oscillations quasi-périodiques (QPO, Quasi-Periodic Oscillation, Genzel et al., 2003) mais correspond plus probablement à une composante de bruit rouge (Meyer et al., 2008; Do et al., 2009). Néanmoins, la forte polarisation des pics d’émission en provenance de Sgr A^{*} est statistiquement plus importante que la polarisation aléatoire d’un bruit rouge. Il est donc vraisemblable que les variations les plus brillantes correspondent effectivement à des événements réels (Zamaninasab et al., 2010).

4.2.4 Campagnes multi-longueur d’onde

Depuis la découverte des sursauts de Sgr A^{*}, plusieurs campagnes d’observation multi-longueur d’onde ont été mises en œuvre afin de caractériser les paramètres temporels et spectraux de la source,

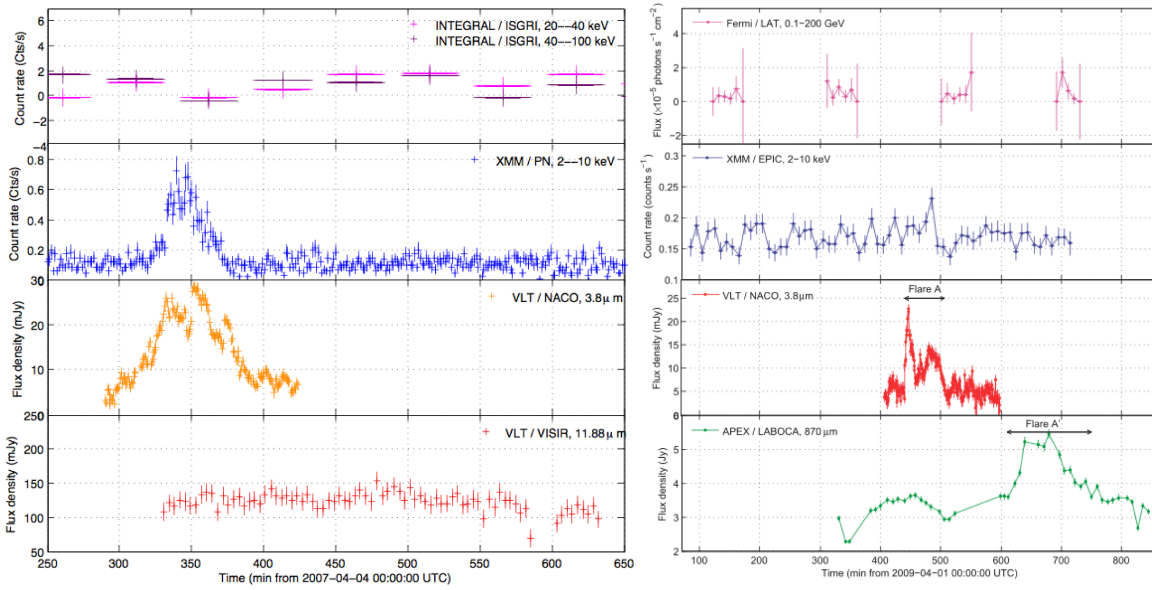


FIGURE 4.4 – Exemple de courbes de lumière obtenues lors d’observations simultanées dans plusieurs domaines de longueurs d’onde visant à caractériser les sursauts de Sgr A*. (*Gauche*) Observations du 4 avril 2007 réalisées avec, de haut en bas, *INTEGRAL*, *XMM-Newton*, *VLT/NACO* et *VLT/VISIR*. Un sursaut long et brillant a été détecté simultanément en rayons X et en infrarouge proche mais n’est pas observé dans les autres longueurs d’onde. (*Droite*) Observations du 1^{er} avril 2009 réalisées avec, de haut en bas, *Fermi*, *XMM-Newton*, *VLT/NACO* et *APEX/LABOCA*. Un sursaut intense a été détecté en infrarouge proche mais n’est que moyennement visible en rayons X et non détecté dans la bande d’énergie 0.1–200 GeV. En sub-millimétrique, l’événement est détecté avec un retard d’environ deux heures. Images issues de Trap et al. (2010, 2011).

des ondes radio aux rayons γ (Eckart et al., 2004, 2006a, 2008, 2012; Hornstein et al., 2007; Yusef-Zadeh et al., 2006, 2009; Dodds-Eden et al., 2009; Trap et al., 2010, 2011; Haubois et al., 2012). Néanmoins, en raison des contraintes observationnelles et du caractère aléatoire de ces événements, la couverture des sursauts individuels est souvent limitée à quelques longueurs d’onde seulement (cf. Figure 4.4, pour deux campagnes d’observation parmi les plus larges). Par conséquent, nous n’avons pour l’instant qu’un ensemble restreint de cas particuliers pour tenter de contraindre les processus radiatifs responsables de ces sursauts d’activité.

En rayons X et en infrarouge proche

Un des résultats majeurs des observations simultanées dans plusieurs longueurs d’onde a été de mettre en évidence le caractère simultané de certains sursauts en rayons X et en infrarouge (Eckart et al., 2004) avec, notamment, la détection systématique d’une contrepartie infrarouge aux sursauts X. L’émission maximale apparaît alors au même instant dans les deux domaines d’énergie et leurs propriétés temporelles sont également très semblables (cf. Figure 4.4, gauche). Cette caractéristique a permis d’utiliser la meilleure résolution angulaire fournie par les observations infrarouges pour attribuer à Sgr A* les sursauts observés en rayons X. Cette simultanéité indique également que les processus radiatifs à l’origine de l’émission en X et en infrarouge sont fortement liés, même si la corrélation entre les niveaux de flux n’est pas vérifiée.

Comme spécifié précédemment, les pics d’émission en infrarouge sont plus fréquents et ne sont donc

pas systématiquement accompagnés d'émission en rayons X. Cette fréquence de détection plus élevée peut être naturellement expliquée par la meilleure sensibilité des observatoires infrarouges et par l'absence d'émission quiescente à ces longueurs d'onde. Il est également possible que les variations détectées contiennent deux populations d'événements différentes et que les événements dont le flux est inférieur à 5 mJy (en bande K) puissent ainsi être interprétés en tant qu'émission quiescente de Sgr A* (Dodds-Eden et al., 2011), même si cette proposition reste activement débattue (Witzel et al., 2012; Meyer et al., 2014).

Enfin, seules trois campagnes d'observation ont tenté de mesurer la pente spectrale de Sgr A* simultanément en rayons X et en infrarouge. La première a été publiée dans Hornstein et al. (2007) : les observations proviennent des observatoires *Chandra* et Keck et n'ont pas permis de détecter de sursauts simultanés en X et en infrarouge. La seconde est la campagne de 2009, menée par notre groupe avec *XMM-Newton* et le VLT (Trap et al., 2011) : les observations n'ont pas permis de détecter de sursaut X assez intense pour produire un spectre exploitable. La troisième est celle menée par notre groupe en 2012 et est présentée au Chapitre 5.

Au-delà des rayons X

Les campagnes d'observation s'étendent également aux plus hautes énergies avec des observations en X durs (*NuSTAR*, *INTEGRAL*) et dans le domaine du GeV (*Fermi*). Les observations *NuSTAR* ont montré que la variabilité de Sgr A* s'étendait aux X durs, mais aucune variation significative attribuable à Sgr A* n'a jamais été rapportée au-delà de 80 keV (Trap et al., 2011; Aharonian et al., 2009). Les observations correspondantes permettent donc uniquement de placer des limites supérieures dans le spectre de Sgr A* (cf. Figures 4.4 et 4.5).

En deçà de l'infrarouge proche

Des observations simultanées ont été réalisées dans les domaines millimétrique, sub-millimétrique et dans l'infrarouge moyen. Aucune variation n'a jamais été détectée dans l'infrarouge moyen (MIR, Mid-IR), probablement en raison du manque de sensibilité à ces longueurs d'onde et de la confusion du signal avec l'émission de la poussière présente dans la région (cf. Figure 4.4, ainsi que Trap et al., 2010; Schödel et al., 2011; Eckart et al., 2012; Haubois et al., 2012); ces mesures permettent tout de même de placer une limite supérieure qui contraint fortement la pente spectrale de l'émission de Sgr A* dans le domaine infrarouge (cf. Figure 4.5). Dans les domaines millimétrique et sub-millimétrique, des variations ont été détectées avec des retards pouvant aller jusqu'à plusieurs heures par rapport à la détection des sursauts en X ou en infrarouge proche. Ce décalage semble indiquer que cette émission est due à un second temps du processus radiatif, peut-être après une phase d'expansion (cf. Section 4.3.3, ainsi que Morris et al., 2012).

4.3 Modèles radiatifs proposés à l'aide des contraintes disponibles

La haute variabilité de l'émission détectée, à la fois en X et en infrarouge, donne une information sur la taille de la région émettrice. Ainsi, les variations rapides laissent penser à une émission provenant des régions internes du système, en deçà de dix rayons de Schwarzschild pour les échelles temporelles les plus rapides. Par ailleurs, si la quasi-périodicité des variations sur des échelles de l'ordre de 20 minutes était avérée (Witzel et al., 2012), elle pourrait s'expliquer par l'orbite de la région émettrice autour

de Sgr A*. Malgré la structure temporelle fine des sursauts, les propriétés spectrales de l'émission, présentées à la section précédente, sont généralement moyennées sur la durée totale du sursaut afin d'obtenir une statistique satisfaisante.

4.3.1 Emission synchrotron responsable du rayonnement infrarouge

La polarisation variable détectée dans le domaine infrarouge indique que le rayonnement est produit par une population d'électrons accélérés par effet synchrotron. En revanche, le lieu de l'accélération de ces particules n'est pas établi. Celle-ci pourrait se situer dans une zone de choc à relier à une éjection de matière par le trou noir (Markoff et al., 2001, 2007), être localisée dans une région de reconnexion magnétique (similaire à la couronne solaire, Yuan et al., 2003, 2004) ou bien être due à des phénomènes de turbulence et à des variations stochastiques à l'intérieur d'un flot d'accrétion sphérique (Liu et al., 2004, 2006a,b).

4.3.2 Possibilités pour expliquer le rayonnement X

Les observations simultanées réalisées ont montré que les sursauts visibles en rayons X étaient corrélés aux sursauts détectés en infrarouge, avec des temps caractéristiques similaires. Cette simultanéité s'explique facilement si le rayonnement X est créé par la même population d'électrons que celle générant l'émission dans l'infrarouge proche. Dans ce cas, mesurer les flux et les pentes de ces deux composantes permet d'obtenir des paramètres clés concernant le champ magnétique, la taille de la région et la densité de particules, liés à l'émission.

Processus Compton inverse

Les processus Compton inverse avancés pour expliquer l'émission X peuvent être subdivisés en deux catégories principales : l'émission synchrotron self Compton (Markoff et al., 2001; Eckart et al., 2006a; Marrone et al., 2008) et l'émission Compton inverse externe (Markoff et al., 2001; Eckart et al., 2004; Yusef-Zadeh et al., 2006, 2009, 2012b).

Ces modèles sont sérieusement remis en question par les résultats de la campagne d'observation menée par notre groupe en 2007, et pour laquelle nous possédons une limite supérieure contraignante dans l'infrarouge moyen (Dodds-Eden et al., 2009; Trap et al., 2010). La pente établie pour le spectre infrarouge est plus dure que celle observée simultanément en rayons X. Cette contrainte observationnelle permet d'établir certaines caractéristiques du milieu responsable de l'émission (cf. Figure 4.5, gauche). Le modèle SSC se traduit par des densités de matière et un champ magnétique trop élevés pour être réalistes. De même, le modèle EC impose une région de taille beaucoup trop petite (0.1 Rs) pour être réaliste ; de plus, ce processus n'explique pas naturellement les différences de durées et de sous-structures visibles dans les courbes de lumière (cf. Figure 4.4, gauche). Néanmoins, il semble que les conditions extrêmes imposées peuvent être allégées avec un ajustement alternatif du modèle SSC (Sabha et al., 2010), même si l'ajustement en question apparaît marginal et très proche de la limite supérieure imposée par les observations dans l'infrarouge moyen (cf. Figure 4.5, droite).

Processus Synchrotron

Le rayonnement créé par le processus synchrotron peut également s'étendre aux plus hautes énergies si la population d'électrons initiale le permet. Cependant, si seul le processus synchrotron est en jeu,

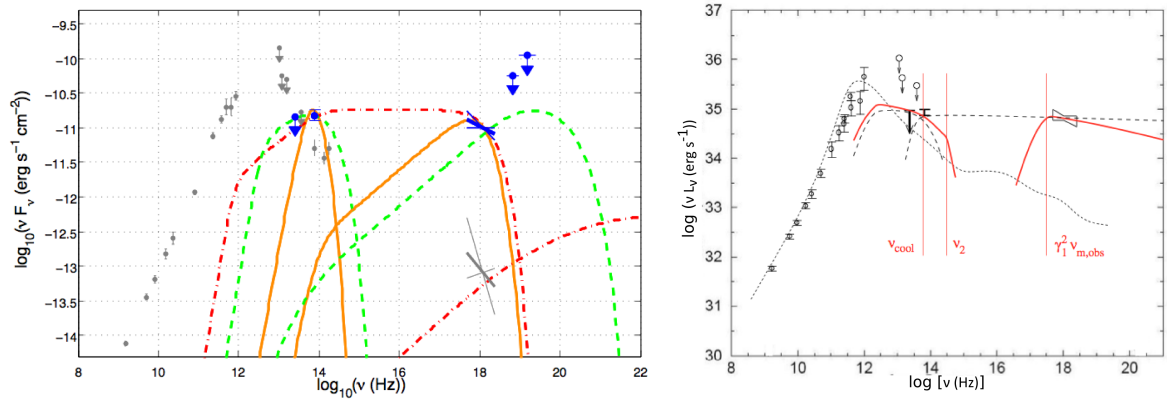


FIGURE 4.5 – Modèles radiatifs proposés pour ajuster les données de Sgr A* obtenues en 2007. (*Gauche*) En bleu, les mesures correspondant à la campagne d’observation multi-longueur d’onde de 2007 (VISIR, NACO, *XMM-Newton* et *INTEGRAL*). En gris, les points de mesure correspondant à l’émission quiescente (cf. Figure 1.5, gauche). Les modèles d’émission non thermique ajustés aux données sont : le modèle SSC (orange), le modèle EC (vert) et le modèle synchrotron avec cassure (rouge). Seuls les paramètres du modèle synchrotron semblent réalistes. La figure est issue de Trap et al. (2010). (*Droite*) Deux variantes du modèle SSC (rouge et tirets) proposés par Sabha et al. (2010) pour expliquer les données de 2007 (MIR, NIR et rayons X). Ces deux modèles ont des paramètres réalistes mais respectent marginalement la limite supérieure imposée par les données dans l’infrarouge moyen. Les données à plus basse énergie et le modèle en pointillés correspondent à l’état quiescent de Sgr A*.

les indices spectraux en X et en infrarouge devraient être identiques. Or, ce n’est pas ce qui a été observé pendant la campagne de 2007. Néanmoins, les lois de puissance synchrotron couvrant de larges bandes d’énergie possèdent généralement une cassure pouvant être produite par divers phénomènes dont le refroidissement des électrons par rayonnement (cf. Section 4.1.1). Ce dernier produit des écarts d’indice $\Delta p = 1$ pour la distribution des électrons, et $\Delta \beta = 0.5$ pour la distribution de photons (cf. équation 4.1). Ce modèle spectral appelé « synchrotron avec cassure » a également été utilisé pour expliquer l’émission X des sursauts de Sgr A* (Yuan et al., 2003, 2004; Dodds-Eden et al., 2009; Trap et al., 2010). En particulier, ce modèle explique bien les courbes de lumière et les spectres obtenus lors de la campagne de 2007 (cf. Figure 4.5, gauche) ; il est également favori pour expliquer les événements détectés par *NuSTAR* (Barrière et al., 2014). Néanmoins, il requiert également une injection d’électrons en continu, puisque le refroidissement rapide des rayons X, environ une minute, est plus court que la durée de l’événement. Cette caractéristique pourrait par ailleurs permettre d’expliquer la différence de durée des événements détectés en rayons X et en infrarouge (cf. Figure 4.4, gauche), en invoquant notamment des modifications magnétiques.

4.3.3 Modèle d’expansion pour expliquer le retard de l’émission sub-millimétrique

La variabilité de l’émission de Sgr A* aux longueurs d’onde millimétrique et sub-millimétrique a généralement été observée avec un retard relativement court (moins de trois heures) après un sursaut détecté en X ou en IR (Eckart et al., 2006a, 2008, 2009; Yusef-Zadeh et al., 2006, 2008, 2009; Kunneriath et al., 2008; Marrone et al., 2008; Trap et al., 2011). De plus, lorsque plusieurs longueurs d’onde de ce domaine d’énergie ont été observées simultanément, le retard était d’autant plus important que la fréquence était courte. Ces observations ont généralement été expliquées par un modèle d’expansion adiabatique, tel que le modèle de van der Laan (1966) illustré à la Figure 4.6. Ce modèle

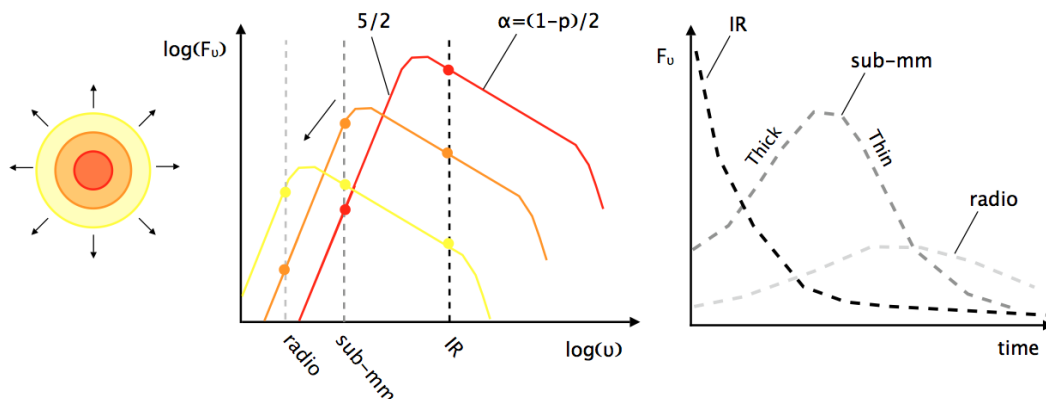


FIGURE 4.6 – Modèle d'expansion adiabatique de van der Laan (1966) pouvant rendre compte du retard de l'émission sub-millimétrique par rapport aux événements détectés à plus haute énergie. Lorsque la taille de la région contenant les électrons accélérés augmente (de rouge à jaune, à gauche), le spectre de l'émission synchrotron est translaté vers les basses fréquences et le flux total diminue (au centre). Cette variation permet de tracer les courbes de lumière attendues en fonction du temps (à droite), et se traduit par un retard du pic d'émission qui augmente avec la longueur d'onde considérée. Image issue de Trap et al. (2011).

consiste à considérer un plasmöide (région contenant les électrons créant l'émission synchrotron) en expansion, qui passe pour chaque longueur d'onde d'un état optiquement épais à un état optiquement mince. Ces transitions s'effectuent à des époques différentes selon la longueur d'onde considérée, ce qui explique naturellement les retards observés si des vitesses d'expansion de l'ordre de $0.01 c$ sont utilisées. Néanmoins, l'intensité ainsi que la structure fine de l'émission sont parfois plus difficiles à reproduire (par exemple Trap et al., 2011; Eckart et al., 2012).

4.4 Objectifs scientifiques de la campagne d'observation de 2012

Notre compréhension des processus radiatifs à l'origine des sursauts de Sgr A* observés en rayons X est encore limitée. Notamment, deux modèles d'émission distincts peuvent a priori rendre compte des spectres obtenus grâce aux campagnes multi-longueur d'onde réalisées : le modèle synchrotron self Compton et le modèle synchrotron avec cassure. Cependant, la restriction des paramètres à un domaine réaliste pour le premier modèle met à l'épreuve la limite supérieure imposée par les observations en MIR (cf. Figure 4.5). Or, il est fort probable que cette limite supérieure rende compte de la pente spectrale du domaine infrarouge. Ainsi, obtenir une mesure de l'indice spectral d'un sursaut simultanément en rayons X et en infrarouge proche devrait en théorie permettre de discriminer ces modèles (cf. Figure 4.7). En effet, deux indices semblables (positifs ou négatifs) seraient en faveur du modèle synchrotron self Compton tandis que deux indices distincts indiqueraient clairement un modèle synchrotron avec cassure (cf. Section 4.1).

L'objectif de la campagne d'observation de 2012 à laquelle j'ai participé était d'obtenir, pour la première fois, une mesure de l'indice spectral simultanément dans le domaine NIR et en rayons X. Pour cela nous avons obtenu du temps d'observation simultané avec le satellite *XMM-Newton* et l'instrument NACO au VLT. Avec environ 15 heures d'observations simultanées, nous avons une probabilité d'environ 30% de détecter un sursaut en rayons X, mais nous n'avons pas eu cette chance. Néanmoins, les données obtenues sont intéressantes pour estimer la variabilité de l'indice spectral dans le domaine

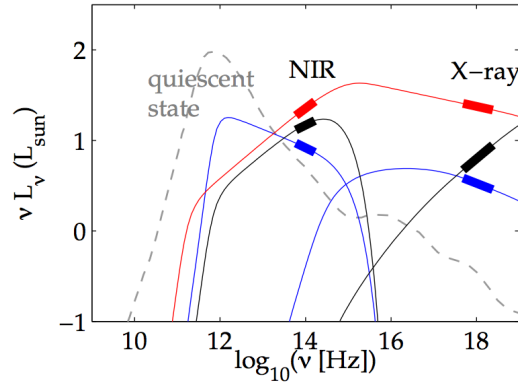


FIGURE 4.7 – Objectif principal de la campagne d’observation multi-longueur d’onde de 2012. Au spectre quiescent de Sgr A^{*} (en pointillés) sont superposés trois modèles possibles pour rendre compte de son émission lors des sursauts d’activité. Deux modèles synchrotron self Compton simulés avec des populations d’électrons différentes, un indice spectral positif (bleu) ou négatif (noir), et un modèle synchrotron invoquant une cassure entre le domaine IR et les rayons X (rouge). Des observations simultanées du spectre émis en NIR et en X (lignes épaisses) permettent en théorie de distinguer ces trois modèles. L’image est extraite de la proposition *XMM-VLT* soumise par notre groupe (PI : A. Goldwurm).

NIR et l’analyse est présentée au Chapitre 5. A ces observations principales se sont également ajoutées des observations VLBA visant à contraindre la taille bidimensionnelle de Sgr A^{*}, et à tenter de mesurer l’expansion prédite lors des sursauts d’activité du trou noir.

CHAPITRE 5

La campagne d'observation multi-longueur d'onde de 2012

Sommaire

5.1	Contenu des observations	88
5.1.1	L'activité de Sgr A* vue par <i>XMM-Newton</i>	88
5.1.2	L'activité de Sgr A* vue par NACO	91
5.2	Couleur des sursauts	96
5.2.1	Etudes précédentes	96
5.2.2	Mesures de la campagne d'observation de 2012	98
5.2.3	Discussion concernant les erreurs systématiques	101
5.3	Résultats de la campagne d'observation	101
5.3.1	Contraintes spectrales et processus radiatifs	102
5.3.2	Indice d'une possible variabilité de l'indice spectral	104
5.3.3	Résultats des observations VLBA	105
5.4	Résumé	106

La campagne d'observation multi-longueur d'onde réalisée par notre groupe en mars 2012 avait pour objectif ambitieux de contraindre la forme spectrale de l'émission de Sgr A* simultanément en X et en infrarouge, et ce pendant un sursaut d'activité du trou noir. Les observations du satellite *XMM-Newton* fournissent naturellement les informations nécessaires à cette caractérisation dans la bande d'énergie 2–10 keV (cf. Section 3.1). Il est ainsi possible de réaliser la courbe de lumière de la source pour identifier les sursauts d'émission et, si un événement suffisamment brillant est détecté, d'en extraire le spectre. En revanche, dans le domaine infrarouge, les contraintes recherchées ne sont pas si simples à obtenir, principalement en raison de la faible intensité de Sgr A* qui limite l'utilisation des spectromètres dans ce domaine de longueurs d'onde. Afin de pouvoir contraindre le spectre des sursauts dans une gamme de flux plus large, nous avons donc décidé d'opter pour une technique de spectro-imagerie. Cette dernière consiste à intégrer le signal de la source sur de larges bandes de longueurs d'onde, afin de maximiser la signification statistique du signal, et à alterner différents filtres afin d'échantillonner le spectre que nous voulons caractériser. Cette technique avait déjà été utilisée avec succès à l'observatoire du Keck mais n'avait jamais été testée au VLT dans des conditions optimales. Lors de la campagne, Katie Dodds-Eden et moi-même

avons donc mis au point un programme d'observation permettant, pour la première fois au VLT, de proposer des observations quasi-simultanées de Sgr A* en bandes H, K, L et M grâce à l'instrument NACO (cf. Section 3.2).

Ce chapitre présente donc le contenu des observations X et infrarouges obtenues pendant la campagne d'observation (Section 5.1). En raison de l'absence de détection d'un sursaut dans le domaine des rayons X, la suite de l'analyse s'intéresse principalement à la caractérisation de l'indice spectral de Sgr A* dans le domaine infrarouge. La Section 5.2 présente donc un résumé des études préalables avant de détailler l'analyse et les tests réalisés sur nos données. Il s'agit d'un travail en cours et la plupart des valeurs mentionnées dans ce chapitre sont donc préliminaires. Enfin, la campagne multi-longueur d'onde a participé au déclenchement d'observations VLBA dont les principaux résultats sont présentés à la Section 5.3.3.

5.1 Contenu des observations

Le temps d'observation obtenu pour contraindre les processus d'émission à l'origine des sursauts de Sgr A* est réparti en cinq demi-nuits comprenant une couverture simultanée en rayons X et en infrarouge proche. Néanmoins, les données du satellite *XMM-Newton* ont été lourdement contaminées par l'activité solaire ; ainsi, sur les 100 ks d'exposition obtenues, seule la moitié du temps est exploitable. Par ailleurs, les contraintes liées à l'observation au sol, détaillées à la Section 3.2.3, nous ont conduit à adopter un programme d'observation infrarouge spécifique pour chacune des cinq demi-nuits constituant la campagne (cf. Table 3.5). Le contenu exploitable des données est présenté sous forme de courbes de lumière dans la Figure 5.1, avec un découpage en nuit d'observation.

5.1.1 L'activité de Sgr A* vue par *XMM-Newton*

Les données *XMM-Newton* étant contaminées par l'activité solaire, la couverture initialement prévue est fortement réduite, comme indiqué sur la Figure 5.1. Les courbes de lumière ont été créées à partir des méthodes explicitées à la Section 3.1.3. Elles indiquent le taux de photons détecté entre 2 et 10 keV dans une région de 10 arcsec de rayon, centrée à la position de Sgr A*, et avec une résolution temporelle de 100 s semblable à la résolution temporelle des données infrarouges. Les contributions des trois instruments MOS1, MOS2 et PN ont été sommées et corrigées de l'exposition effective (cf. Section 3.1.3). Pour chaque instrument de la caméra EPIC, les périodes contaminées à plus de 40% par l'activité solaire n'ont pas été considérées afin de ne pas introduire de biais dans les données. Par ailleurs, les trois instruments ne sont pas identiquement sensibles à l'excès de protons solaires et nous avons donc choisi de différencier les périodes partiellement couvertes par les instruments (et potentiellement contaminées, en gris) des données entièrement exploitables (en violet sur la Figure 5.1). Lorsque l'un des instruments n'est pas exploitable (généralement PN qui a une sensibilité plus élevée), le taux de comptage total est renormalisé en tenant compte des taux de comptage moyens des trois détecteurs, préalablement estimés à partir de la totalité de nos observations. Cette opération a été réalisée afin de pouvoir visualiser aisément les variations d'activité de Sgr A*, mais elle ne garantit pas que les valeurs du taux de comptage ainsi obtenues soient utilisables en l'état.

La région d'extraction des courbes de lumière de Sgr A* en rayons X englobe également la nébuleuse de pulsar G359.95–0.04 et l'amas stellaire IRS13, pour ne citer que les sources les plus brillantes (cf. Figure 2.2, centre). En plus du flux de Sgr A*, le taux de comptage mesuré inclut donc aussi une

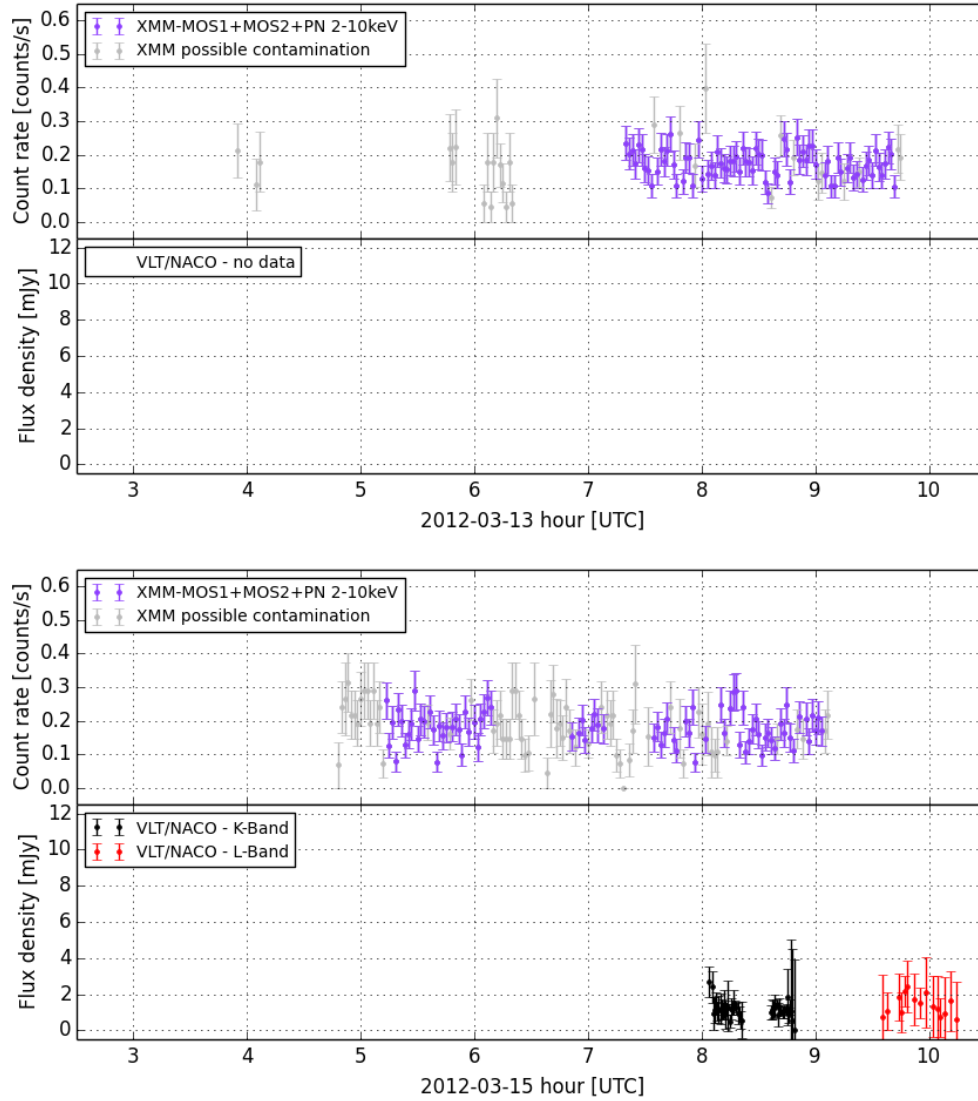


FIGURE 5.1 – Courbes de lumière de Sgr A* obtenues pendant la campagne multi-longueur d’onde de mars 2012. Pour chaque nuit d’observation, les données *XMM-Newton* entre 2 et 10 keV (en haut) et les données de NACO dans l’infrarouge proche (en bas) sont représentées en fonction de l’heure d’observation avec une résolution temporelle de 100 s pour les données X et d’environ 30 s toutes les quelques minutes pour les données infrarouges (cf. Table 3.4). En rayons X, nous distinguons les périodes où les contributions des trois instruments MOS1, MOS2 et PN sont sommées (violet), et les périodes présentant des données plus parcel-laires (gris). Les données IR sont séparées selon les bandes d’observation : H (vert), K (noir), L (rouge) et M (bleu). Données correspondant aux observations des 13 et 15 mars 2012.

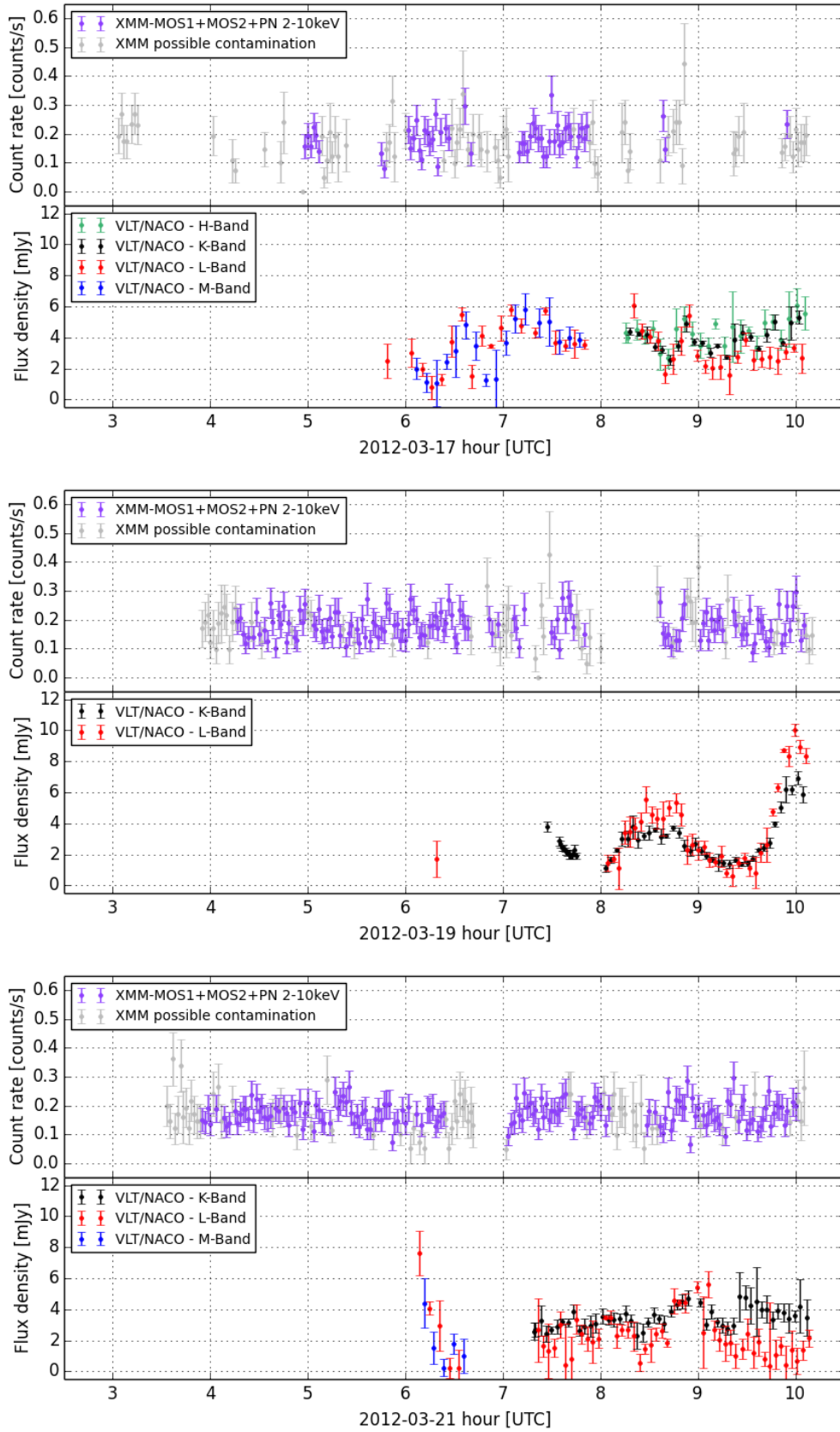


FIGURE 5.1 – Courbes de lumière de Sgr A* obtenues pendant la campagne multi-longueur d'onde de mars 2012 (suite). Données correspondant aux observations des 17, 19 et 21 mars.

contribution stable des différentes sources présentes dans la région. Ainsi, isoler le spectre de Sgr A* est uniquement possible pendant les périodes d'activité intense, puisque la contribution des sources annexes peut alors être soustraite en utilisant les périodes d'émission quiescente.

Absence de variations significatives en rayons X

Pour détecter d'éventuelles variations de l'émission de Sgr A* au cours des cinq périodes d'observation, j'ai identifié les taux de comptage significativement au dessus du taux de comptage moyen. Parmi les 500 points de la courbe de lumière couverts par les trois instruments (en violet), seuls 10 se situent au-delà de 2σ du taux de comptage moyen, et aucun au-delà de 3σ (en raison de leurs plus grandes barres d'erreur, seuls 2 points des 290 mesures partielles, en gris sur la Figure 5.1, se situent au-delà de 2σ). Le nombre de points identifiés est compatible avec le nombre de détections attendu en supposant une distribution gaussienne des taux de comptage. De plus, les points identifiés semblent répartis aléatoirement dans les données et ne présentent pas de corrélation évidente avec les pics de signal mesurés en infrarouge. Ainsi, les courbes de lumière obtenues grâce aux données *XMM-Newton*, et représentées sur la Figure 5.1, sont compatibles avec celles d'une source constante sur les périodes considérées avec un flux moyen de l'ordre de $0.16 \text{ coups s}^{-1}$.

Contraintes en Flux

L'absence de détection d'un événement dans les courbes de lumière ne permet pas de fournir un spectre de l'émission variable de Sgr A* sur une période donnée, et donc encore moins d'estimer son indice spectral. Ainsi, les observations *XMM-Newton* obtenues pendant la campagne d'observation de mars 2012 permettent uniquement de donner une limite supérieure en flux dans les fréquences correspondant aux rayons X, ce qui permet de contraindre en partie la forme spectrale des événements visibles en infrarouge proche.

Afin de fournir une contrainte en rayons X pour les différentes périodes d'intérêt (définies à partir des observations infrarouges), nous avons soustrait le taux de comptage moyen aux taux de comptage mesurés pendant ces périodes. La limite supérieure à 3σ du signal résultant constitue la limite supérieure considérée (cf. Section 5.3). Le nombre de coups par seconde a été converti en flux en considérant la surface efficace de chaque instrument entre 2 et 10 keV et en supposant un spectre absorbé en E^{-2} avec une densité de colonne typique $N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (cf. Section 4.2.2).

5.1.2 L'activité de Sgr A* vue par NACO

En raison des diverses contraintes observationnelles (cf. Section 3.2.3), la couverture temporelle des différentes bandes d'observation disponibles en infrarouge proche est très variable. L'ensemble des courbes de lumière présentées à la Figure 5.1 a été obtenu à partir d'une région de 0.082 arcsec de rayon, centrée sur la position de Sgr A*. Les flux présentés ont été corrigés de l'absorption interstellaire et une estimation locale des contributions atmosphérique et stellaire a également été soustraite des courbes de lumière, comme indiqué à la Section 3.2.3. Les observations ainsi obtenues peuvent être séparées en deux groupes : les nuits des 13 et 15 mars d'une part, pour lesquelles nous n'avons pas ou peu d'observations infrarouges et où aucune variation notable n'est détectable, et d'autre part les nuits des 17, 19 et 21 mars qui montrent les variations significatives détaillées ci-dessous.

Afin de vérifier la signification des variations, nous avons utilisé les courbes de lumière de l'étoile S2, obtenues par la même méthode que les courbes de lumière de Sgr A*. Cette étoile est spatialement

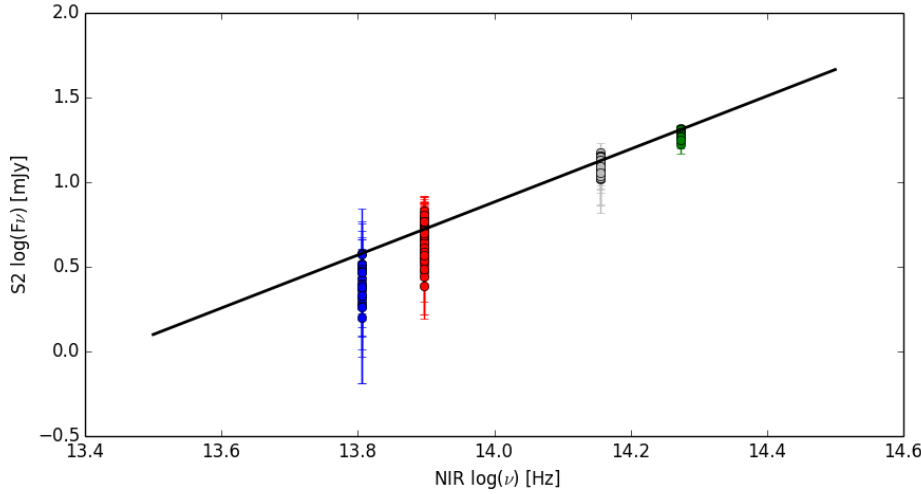


FIGURE 5.2 – Indice spectral correspondant à l'étoile S2 ajusté sur l'ensemble des données de la campagne de mars 2012, correspondant aux bandes H (vert), K (gris), L (rouge) et M (bleu) préalablement corrigées de l'absorption interstellaire et d'une estimation locale du niveau de fond (cf. Section 3.2.3). L'ajustement linéaire représenté par la droite est compatible avec les données (rejet de l'hypothèse nulle à moins de 1σ) et correspond à un indice spectral $\alpha = 1.7 \pm 0.1$. Il est possible que les valeurs des flux obtenus pour les bandes H et K soient pour l'instant légèrement sous estimées. Si tel est le cas, l'ajustement final devrait présenter un indice spectral légèrement plus grand et ainsi mieux rendre compte des données en bandes L et M.

très proche du trou noir (à moins de 0.2 arcsec) et son flux est supposé constant aux longueurs d'onde considérées. Les courbes de lumière de S2 et de Sgr A* sont présentées en parallèle, pour les trois nuits d'intérêt, sur les Figures 5.3, 5.4 et 5.5.

L'étoile S2

L'étoile S2 présente une émission constante qui permet de vérifier la qualité et la calibration des observations. Ainsi, les données présentant des variations significatives par rapport au flux attendu doivent a priori être supprimées. Les courbes de lumière de l'étoile S2 que nous avons obtenues sont compatibles avec un flux constant dans chaque bande d'observation et pour chaque demi-nuit (rejet de l'hypothèse nulle à moins de 1.1σ), à l'exception des données du 21 mars pour lesquelles la dégradation du *seeing* un peu après 9 h provoque une baisse du flux mesuré à la position de S2 (cf. Figure 5.5 et détails ci-après). Ces dernières ne seront donc pas utilisées. Lorsqu'il est vérifié, le caractère stable de l'émission en provenance de l'étoile S2 permet de valider les variations visibles dans les courbes de lumière de Sgr A*. De plus, les mesures du flux de S2 dans les quatre bandes d'observation H, K, L et M nous permettent également d'estimer l'indice spectral de cette source. L'ajustement linéaire de cette grandeur est présenté sur la Figure 5.2 et donne un indice spectral, $\alpha = 1.7 \pm 0.1$, qui est compatible à 3σ avec la valeur $\alpha = 2$, attendue pour les étoiles de type précoce du centre Galactique¹. Ce résultat valide donc la calibration des données et la couleur de S2 sera utilisée pour améliorer l'estimation de la couleur de Sgr A* (cf. Section 5.2).

1. A basse fréquence, le spectre de ces étoiles peut être modélisé par un corps noir de température T et décrit par la loi de Rayleigh-Jeans, $F_\nu \propto k_B T \nu^2$, où k_B est la constante de Boltzmann.

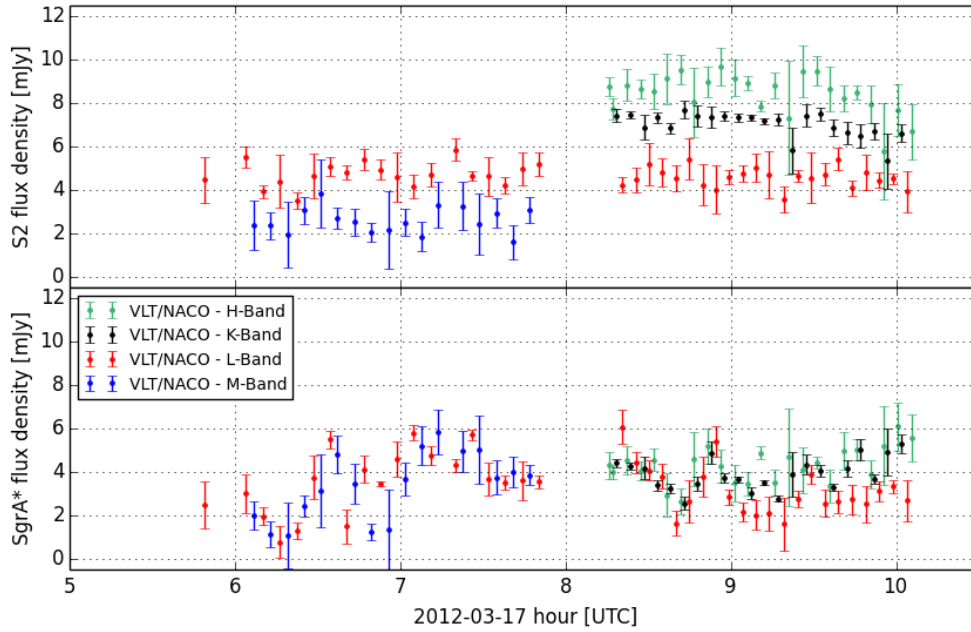


FIGURE 5.3 – Courbes de lumière de Sgr A* obtenues en infrarouge le 17 mars 2012, corrigées de l’absorption interstellaire et d’une estimation locale du fond. (*Haut*) Flux de l’étoile S2 au cours du temps pour les bandes H (vert), K (noir), L (rouge) et M (bleu). Afin que toutes les valeurs de flux apparaissent dans l’intervalle choisi pour représenter les données relatives à Sgr A*, les flux de l’étoile S2, mesurés en bandes H et K, ont été soustraits d’une composante constante valant respectivement 11 et 6 mJy. (*Bas*) Courbes de lumière à la position de Sgr A*, en bandes L et M entre 6 et 8 heures, puis en bandes H, K et L, jusqu’au lever du soleil. Les courbes de lumière présentent des variations sur l’ensemble de la période. Les points de mesure sont intégrés sur des intervalles de 30 s et espacés de plusieurs minutes (cf. Table 3.4). Les données acquises à l’aube (après 9h30) semblent légèrement affectées par le lever du jour et devront faire l’objet d’une vérification supplémentaire.

Les variations multiples du 17 mars 2012

La nuit du 17 mars présente la meilleure couverture en fréquences avec la détection d’une variabilité dans chacune des bandes H, K, L et M, comme montré sur la Figure 5.3. En particulier, l’ajustement des courbes de lumière par une constante est rejeté à plus de 5σ dans toutes les bandes d’observation à l’exception de la bande H. Les variations sont relativement régulières avec un pic d’émission toutes les 30 minutes environ. Néanmoins, le flux de Sgr A* au pic est relativement restreint (environ 6 mJy en bande L), et les courbes de lumière s’apparentent plus à une variation continue qu’à plusieurs événements distincts. Les différentes bandes d’observation suivent des variations semblables et l’indice spectral correspondant, calculé pour l’ensemble des données acquises pendant la période d’observation, est présenté à la Section 5.2.

Le double sursaut du 19 mars 2012

La courbe de lumière obtenue le 19 mars 2012 est sans doute la plus intéressante puisqu’elle présente des variations très structurées et relativement intenses, couvertes simultanément par des observations en bandes K et L entre 8 et 10 heures environ, comme indiqué sur la Figure 5.4. L’observation peut être

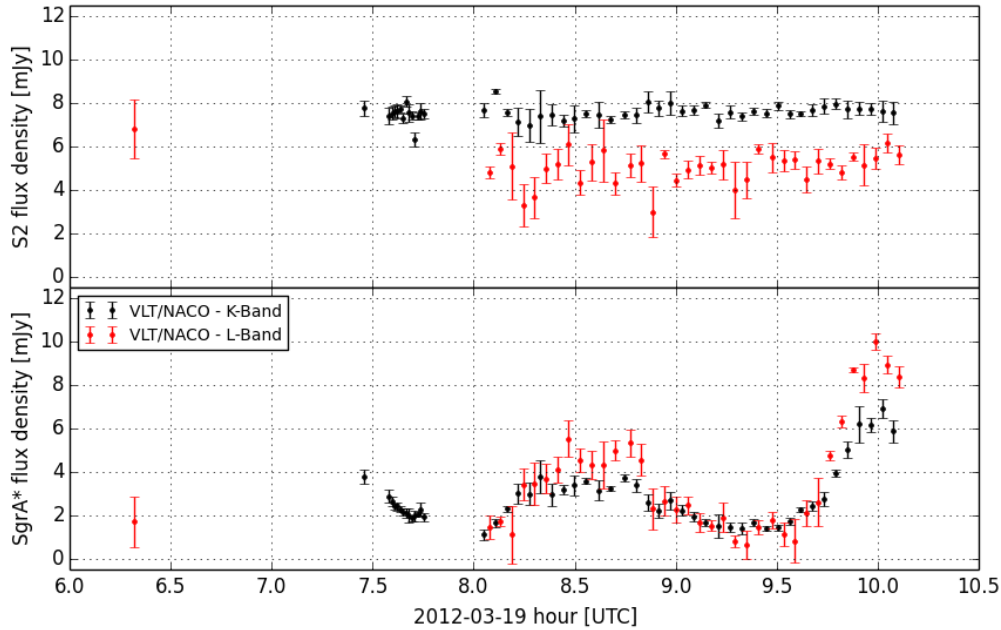


FIGURE 5.4 – Courbes de lumière de Sgr A* obtenues en infrarouge le 19 mars 2012, corrigées de l’absorption interstellaire et d’une estimation locale du fond. (*Haut*) Flux de l’étoile S2 au cours du temps pour les bandes K (noir) et L (rouge). Afin que toutes les valeurs de flux apparaissent dans l’intervalle choisi pour représenter les données relatives à Sgr A*, les flux de l’étoile S2 mesurés en bande K ont été soustraits d’une composante constante de 6 mJy. (*Bas*) Courbes de lumière à la position de Sgr A* en bandes K et L à partir de 8 heures et jusqu’au lever du soleil. Les courbes de lumière présentent deux sursauts longs, de flux maximal en bande L de 4 et 10 mJy. Les points de mesure sont intégrés sur des intervalles de 30 s et espacés de plusieurs minutes (cf. Table 3.4).

découpée en deux périodes distinctes : un premier sursaut d’une heure environ, d’intensité restreinte (environ 4 mJy au pic en bande L) et ne présentant pas de sous-structure notable, puis un second sursaut plus intense (environ 10 mJy au pic en bande L). Nous ne connaissons pas la durée de ce second pic, puisque les observations ont dû être interrompues avant la fin de l’événement. Toutefois, la courbe de lumière semble atteindre un maximum et amorcer une descente aux alentours de 10h UTC, soit environ une demi-heure après le début de l’événement. Dans l’hypothèse où ce second événement serait symétrique, il aurait duré environ une heure, comme le précédent. Cette échelle de temps est compatible avec la durée typique des sursauts de Sgr A*. Les contraintes spectrales relatives à Sgr A* sont calculées, pour chacun des deux événements ainsi que sur l’ensemble de la période, à la Section 5.2.

L’intensité du second pic étant de l’ordre de grandeur de la limite requise pour déclencher les observations VLBA, nous avons appelé la salle de contrôle de ce second télescope à 10h15 UTC. Les observations correspondantes ont commencé presque immédiatement après et se sont terminées six heures plus tard. Les résultats de ces mesures sont présentés à la Section 5.3.3.

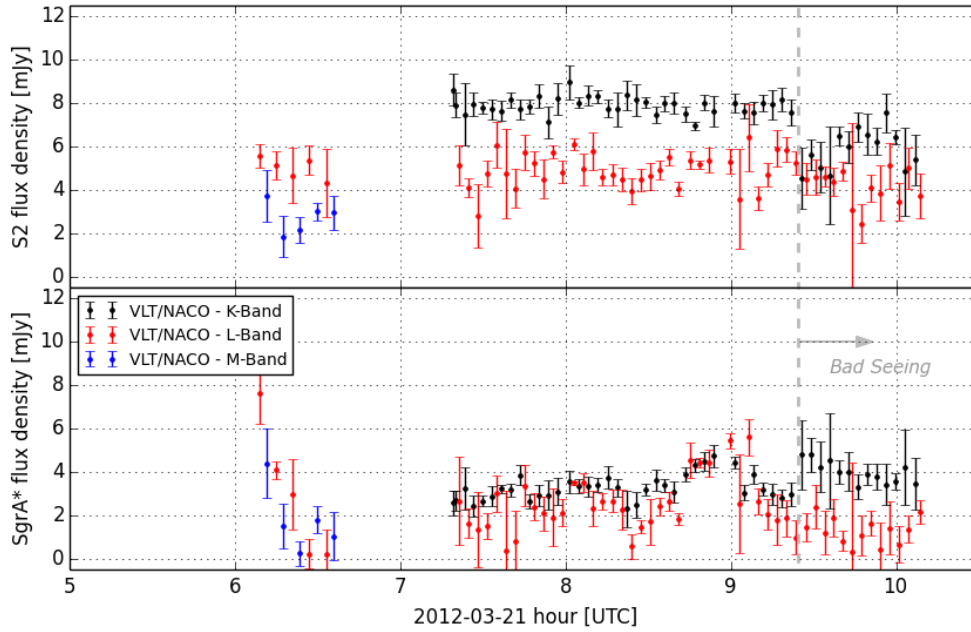


FIGURE 5.5 – Courbes de lumière de Sgr A* obtenues en infrarouge le 21 mars 2012, corrigées de l’absorption interstellaire et d’une estimation locale du fond. (*Haut*) Flux de l’étoile S2 au cours du temps pour les bandes K (noir), L (rouge) et M (bleu). Afin que toutes les valeurs de flux apparaissent dans l’intervalle choisi pour représenter les données relatives à Sgr A*, les flux de l’étoile S2 mesurés en bande K ont été soustraits d’une composante constante de 6 mJy. La décroissance brutale du niveau du flux détecté à la position de S2 à partir de 9h25, résulte d’une brusque dégradation du *seeing* et nous avons donc décidé de ne pas exploiter les données au-delà de cette heure. (*Bas*) Courbes de lumière à la position de Sgr A*, en bandes L et M pendant la première demi-heure, puis en bandes K et L à partir de 7h20 environ et jusqu’au lever du Soleil. La première période d’observation correspond à la fin d’un sursaut, tandis que la seconde période contient un sursaut d’environ 30 minutes dont le pic est situé autour de 5 mJy en bande L. Les points de mesure sont intégrés sur des intervalles de 30 s et espacés de plusieurs minutes (cf. Table 3.4).

Les deux événements du 21 mars 2012

La nuit du 21 mars présente deux périodes d’observation en bandes L et M puis en bandes K et L. Comme indiqué sur la Figure 5.5, ces deux périodes montrent une variation. Les observations ont débuté sur une décroissance du signal qui s’apparente à la fin d’un sursaut, dont le pic était au moins autour de 8 mJy en bande L. Ensuite, la courbe de lumière est relativement plate jusqu’à 8h30, marquant le début du second sursaut qui dure environ 30 minutes et pique autour de 5 mJy en bande L. A partir de 9h25, la brutale dégradation du *seeing*, a provoqué une dégradation de la PSF de l’instrument qui explique les flux plus faibles détectés à la position de l’étoile S2. Ceci rend les observations correspondantes difficiles à exploiter. Par ailleurs, puisque la période concernée ne présente pas de variation notable du signal, nous avons décidé de ne pas utiliser les données acquises en fin de nuit. Les contraintes spectrales relatives à Sgr A* sont calculées à la Section 5.2 pour l’ensemble de la période d’observation.

TABLE 5.1 – Etudes proposant une mesure spectrale des sursauts de Sgr A* dans le domaine IR.

Année	Référence	Instrument	Bandes ^a (μm)	α ^b	
				intense	faible
2012	Witzel et al. (2014)	Keck/OSIRIS, Keck/NIRC2	1.6, 3.8	-0.6 ± 0.1	
2009	Trap et al. (2011)	VLT/NACO	2.1, 3.8	-0.4 ± 0.3	
2002–2009	Bremer et al. (2011)	VLT/NACO	1.6 et 2.1	-0.7 ± 0.3	-2 ± 1
2007	Yusef-Zadeh et al. (2009)	HST/NICMOS	1.45, 1.7	-0.7 ± 0.2	< -1
2005–2006	Hornstein et al. (2007)	Keck/NIRC2	1.6, 2.1, 3.8, 4.7	-0.6 ± 0.2	
2005	Gillessen et al. (2006)	VLT/SINFONI	2–2.45	-0.6 ± 0.2	-1.7 ± 0.4
2005	Krabbe et al. (2006)	Keck/OSIRIS	2.02–2.38		-2.6 ± 0.9
2004	Ghez et al. (2005)	Keck/NIRC2	2.1, 3.8	-0.5 ± 0.3	
2004	Eisenhauer et al. (2005)	VLT/SINFONI	1.7–2.45		-4 ± 1
2007	Haubois et al. (2012)	VLT/NACO, VISIR	2.1 ou 3.8, 8.6	> -1.5	
2007	Dodds-Eden et al. (2009)	VLT/NACO, VISIR	3.8, 11.8	> -1	

^a Les longueurs d’onde séparées par des virgules réfèrent à des observations simultanées en bandes larges. Celles séparées par « et » réfèrent à des études statistiques sur les populations de sursauts détectés séparément à l’une ou l’autre énergie. Enfin les bandes d’énergie (autour de 2–2.4 μm) font référence à des mesures spectrales complètes dans le domaine de longueur d’onde en question.

^b Indice spectral défini par $F_\nu \propto \nu^\alpha$, pour les sursauts brillants (≥ 5 mJy en bande K) et les sursauts plus faibles. Les deux dernières lignes du tableau font référence aux limites inférieures imposées par la non détection des sursauts en infrarouge moyen.

5.2 Couleur des sursauts

Le terme de couleur réfère à l’indice spectral α , défini par la formule $F_\nu = \nu^\alpha$ qui caractérise le spectre des sursauts de Sgr A* dans le domaine de l’infrarouge proche. Il peut être estimé par l’ajustement du spectre de la source obtenu grâce à un spectromètre (par exemple SINFONI au VLT ou OSIRIS au Keck) ou déduit d’observations simultanées en bande large (en utilisant NACO au VLT, NIRC2 au Keck ou NICMOS à bord du *HST*). Nous répertorions dans un premier temps l’ensemble des campagnes d’observation ayant mesuré cet indice spectral avant de présenter les résultats concernant la campagne d’observation de 2012.

5.2.1 Etudes précédentes

L’indice spectral des sursauts infrarouges a été mesuré lors de plusieurs événements avec des techniques d’observation différentes. L’ensemble des résultats publiés est résumé dans la Table 5.1. Les valeurs proposées ne sont pas facilement comparables entre elles, puisque ces études ont été réalisées dans des conditions différentes : longueurs d’onde, intensités des événements, époques d’observation et méthodes d’analyse. Ces différences peuvent avoir une influence non négligeable sur l’étude de la variabilité de l’indice spectral ainsi que sur sa valeur. Nous proposons donc une vue synthétique des paramètres relatifs à ces différentes études.

Contraintes observationnelles

La précision de la mesure de l’indice spectral α dépend largement des contraintes observationnelles auxquelles sont soumises les observations, à savoir, la méthode d’observation utilisée, la qualité des données et l’intensité des événements détectés. Les études listées dans la Table 5.1 peuvent être divisées en trois catégories principales : (i) les observations simultanées ou quasi-simultanées dans plusieurs bandes larges, telles que celles de la campagne d’observation de mars 2012 présentée dans ce chapitre, (ii) les observations spectrales obtenues dans une bande de longueur d’onde restreinte et (iii) les études statistiques sur l’ensemble des sursauts détectés dans différentes bandes prises séparément.

Par ailleurs, les différentes campagnes d'observation n'ont pas toutes observé la même intensité de sursauts. Ainsi, les études ayant détecté les variations les plus intenses et les plus longues proposent des valeurs plus précises que les études s'attachant à la caractérisation des événements plus faibles. Ce constat est assez naturel puisque, dans le cas d'événements de faible intensité, les choix d'analyse concernant notamment la correction du fond ont une plus forte influence sur les résultats. Enfin, la période d'observation est également importante puisque certaines étoiles du groupe S peuvent être quasiment superposées à la position de Sgr A*, cela a par exemple été le cas de S2 en 2002 ou de S17 de 2006 à 2008. La contribution de ces étoiles limite alors la caractérisation des plus faibles flux en provenance de Sgr A*.

Choix d'analyse

Les choix d'analyse relatifs à notre campagne d'observation de 2012 ont été détaillés à la Section 3.2.3 et concernent principalement : le choix des sources de calibration, les valeurs d'extinction utilisées pour corriger les rougissements des sources, la soustraction du fond à la position de Sgr A* et la définition de ce qui constitue un événement. De tous ces paramètres, le plus influent concerne le choix du fond. Il repose sur une interprétation du signal minimum détecté à la position de Sgr A*. En raison de la PSF des instruments, ce signal est en partie dû à l'émission des étoiles alentour (jusqu'à 35%, Sabha et al., 2010). Mais l'absence de corrélation entre les variations de cette composante avec le *seeing* implique que l'émission d'une source à (ou proche de) la position de Sgr A* domine le signal (Gillessen et al., 2006; Bremer et al., 2011). Il est donc vraisemblable que l'émission de Sgr A* domine ce signal de faible intensité (environ 2 mJy en bande K), auquel cas il n'est pas forcément judicieux de soustraire cette composante (Bremer et al., 2011). Cependant, les processus radiatifs responsables de cette émission peuvent également être différents de ceux engendrant les sursauts, qu'il s'agisse d'une composante quiescente de Sgr A* ou d'une composante stellaire (étoile de fond ou amas très proche du trou noir), il s'agit alors d'une source de contamination du signal qui s'avère non négligeable pour les événements les plus faibles et il convient de la soustraire (Krabbe et al., 2006).

Le flux de la composante constante varie selon la bande d'observation considérée. Ainsi, la soustraction de cette composante, qui diminue le flux de Sgr A* détecté dans les différentes bandes d'observation, modifie la valeur de l'indice spectral du trou noir mesuré. Gillessen et al. (2006) ont mesuré l'influence précise du fond soustrait sur leurs données, et ont constaté un décalage d'indice spectral allant jusqu'à 2 unités pour les flux les plus faibles. Une analyse similaire appliquée à nos données est présentée à la Section 5.2.2.

Synthèse des études précédentes

Les études ayant détecté des sursauts intenses semblent converger vers un unique indice spectral $\alpha \sim -0.6$, compatible avec une émission purement synchrotron et optiquement mince. Le cas des événements moins intenses est plus difficile à résumer, puisque les mesures dépendent alors fortement des choix d'analyse et de la qualité des observations. Pour ces sursauts relativement faibles, plusieurs études semblent indiquer un spectre plus abrupt ($\alpha < -1$, cf. Table 5.1), alors que d'autres ne mesurent aucune variation significative de l'indice spectral en fonction du flux (Hornstein et al., 2007).

Enfin, les périodes d'activité relativement intenses détectées simultanément en bandes H et L à l'été 2012, en utilisant les deux télescopes de l'observatoire Keck, confirment la constance de l'indice

spectral de Sgr A* en fonction du flux, notamment pour les flux élevés. Néanmoins, il est possible que ces observations montrent de faibles variations de l'indice α en fonction du temps (Witzel et al., 2014).

5.2.2 Mesures de la campagne d'observation de 2012

Afin de calculer la couleur des sursauts détectés pendant la campagne d'observation de mars 2012, nous disposons des courbes de lumière quasi-simultanées dans les bandes H, K, L et M, présentées aux Figures 5.3, 5.4 et 5.5. En extrapolant les points de mesures des différentes courbes de lumière pour obtenir une estimation des flux simultanés dans deux bandes d'observation distinctes, nous pouvons calculer les indices spectraux α_{H-K} , α_{K-L} et α_{L-M} . De plus, les fluctuations liées à la qualité des images individuelles peuvent être quantifiées grâce à l'indice spectral de l'étoile S2, supposé constant au cours du temps. Nous avons donc choisi d'estimer l'indice spectral de Sgr A* de la manière suivante,

$$\alpha_{K-L} = \alpha_{S2} - \frac{\log\left(\frac{F_{K-S2}}{F_{L-S2}}\right)}{\log\left(\frac{\nu_K}{\nu_L}\right)} + \frac{\log\left(\frac{F_{K-SgrA^*}}{F_{L-SgrA^*}}\right)}{\log\left(\frac{\nu_K}{\nu_L}\right)} \quad (5.1)$$

où $\alpha_{S2} = 1.7$ est l'indice spectral moyen mesuré pour l'étoile S2 (cf. Figure 5.2), ν_K et ν_L correspondent aux fréquences moyennes des bandes d'observation K et L, et F_K et F_L sont les flux mesurés dans ces mêmes bandes à la position de la source considérée, Sgr A* ou S2 (ces flux sont corrigés de notre estimation du fond astrophysique, de la contamination atmosphérique et de l'absorption inter-stellaire). La même équation peut être utilisée pour estimer les indices α_{H-K} et α_{L-M} en changeant les bandes d'observation en conséquence. Les résultats sont présentés en fonction du flux de Sgr A* sur la Figure 5.6.

La valeur moyenne des indices spectraux calculés à partir de nos données est supérieure aux valeurs proposées par les études précédentes. Une des raisons principales de cette différence est que nous avons estimé le fond localement, sans soustraire le flux minimal détecté à la position de Sgr A* dans chacune des bandes d'observation. Ainsi, les flux mesurés en bandes K et H sont relativement plus élevés que ceux obtenus par des méthodes plus classiques retranchant une valeur minimale du flux à la position de Sgr A*, préalablement estimée à partir de nombreuses observations au sein d'une même période (typiquement un an, voir par exemple Dodds-Eden et al., 2009). Afin d'estimer l'influence d'une potentielle contribution stellaire à la position de Sgr A*, nous avons considéré qu'il existait une source constante mais de flux inconnu à la position du trou noir. Nous avons ensuite considéré différentes valeurs de flux possibles et soustrait la contribution correspondante dans les différentes bandes d'observation (en supposant un spectre, $F_\nu \propto \nu^2$ pour cette source stellaire). La modification de la distribution d'indice en fonction du flux de la source (0, 1 ou 2 mJy en bande K) est présentée sur la Figure 5.7. Comme attendu, la modification de la valeur des indices est d'autant plus faible que le flux de Sgr A* est élevé. Autrement dit, la contribution stellaire tend à être négligeable pour les événements intenses. Par ailleurs, la contribution stellaire considérée est plus importante aux plus courtes longueurs d'onde, et sa soustraction diminue donc l'indice spectral des plus faibles flux. Ainsi, si une source de 2 mJy est présente à la position du trou noir, la corrélation entre l'indice spectral et le flux de Sgr A* est significative à plus de 3σ . Les valeurs mesurées pendant la nuit du 19 mars 2012 s'étendent alors de -3.5 pour les flux les plus faibles, à -0.7 pour les flux les plus élevés, et sont donc compatibles avec l'ensemble des indices spectraux proposés par les études précédentes (cf. Table 5.1).

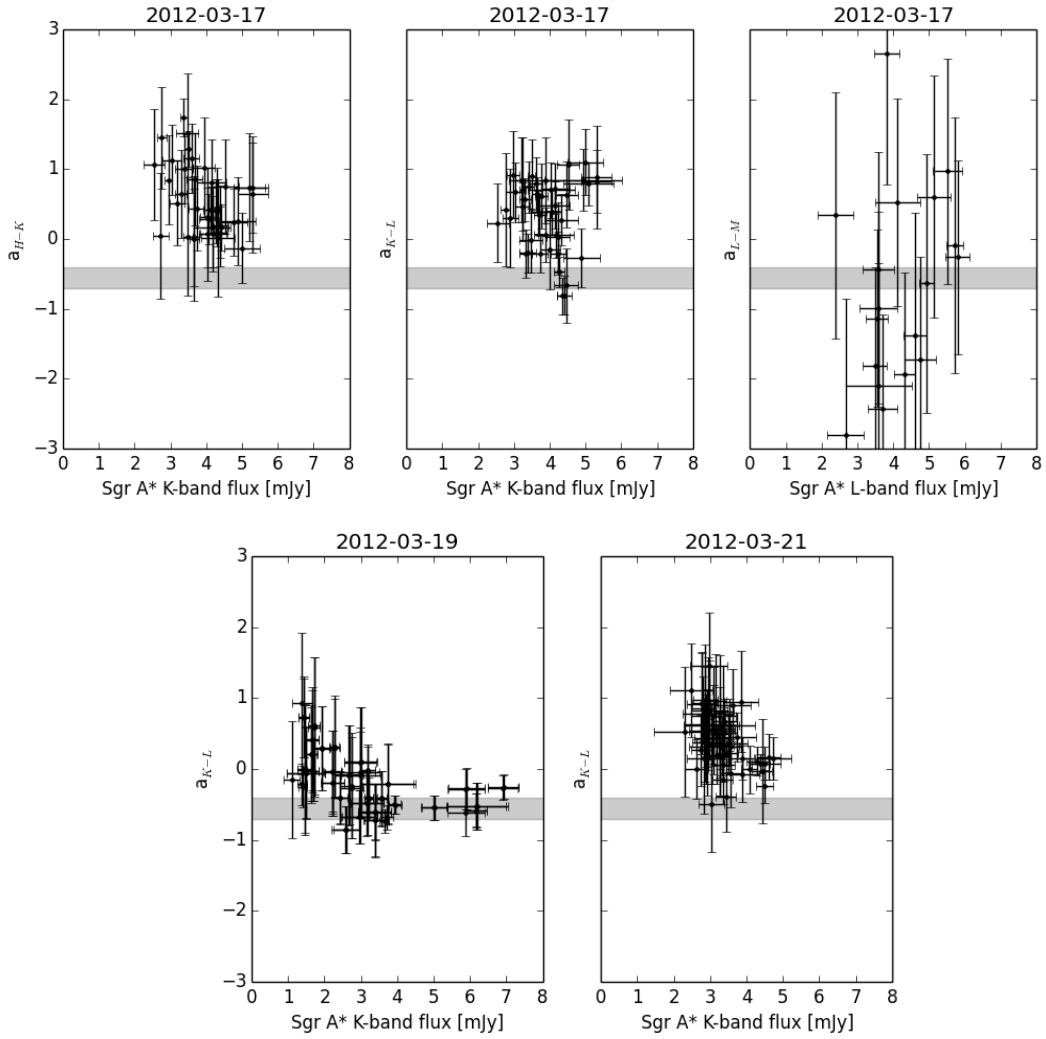


FIGURE 5.6 – Couleurs de Sgr A* mesurées pendant la campagne d’observation de 2012 pendant les nuits du 17 (en haut), du 19 (en bas à gauche) et du 21 mars (en bas à droite). L’indice spectral est calculé en utilisant les flux mesurés en bandes H et K (à gauche), en bandes K et L (au centre) et en bandes L et M (à droite). Les points de données présentant une barre d’erreur supérieure à 1 (2, en bande M) pour le paramètre α ne sont pas représentés sur la figure. La région grisée délimite les indices spectraux entre -0.4 et -0.7 proposés par les études précédentes pour les sursauts brillants.

Par ailleurs, les données du 19 mars 2012 permettent d’identifier deux sursauts distincts, d’intensités différentes. Nous avons décidé de moyenner l’ensemble des indices spectraux mesurés pendant chacun de ces deux événements afin de les comparer et d’identifier une variation potentielle de l’indice spectral. Le résultat de cette comparaison est représenté sur la Figure 5.8 en fonction du flux de la contribution stellaire considérée à la position de Sgr A*. Le premier constat est que sans contribution stellaire, les valeurs que nous avons mesurées pour chacun des deux sursauts sont compatibles entre elles, mais marginalement compatibles avec les valeurs maximales proposées par certaines des études précédentes. Lorsqu’une contribution stellaire est envisagée, l’écart entre l’indice spectral des deux événements se creuse et devient significatif pour une source de flux supérieur ou égal à 1 mJy. Dans ce cas, le sursaut le moins intense présente un indice spectral plus faible, en accord avec les tendances proposées par les études précédentes.

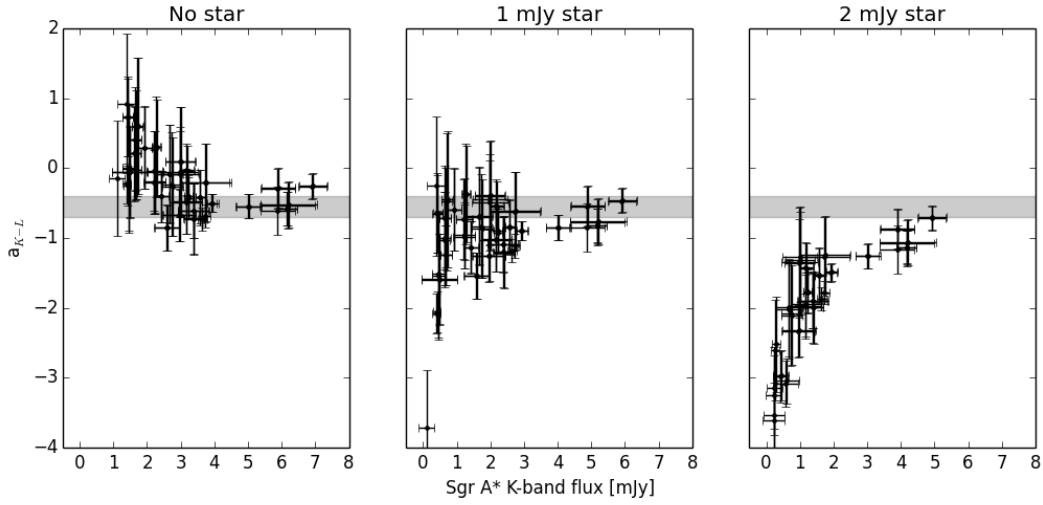


FIGURE 5.7 – Couleurs de Sgr A* mesurées pendant la campagne d'observation de 2012 pour la nuit du 19 mars. L'indice spectral est calculé en utilisant les flux mesurés en bandes K et L et en leur soustrayant une potentielle contribution stellaire se trouvant à la position du trou noir et ayant un flux en bande K de 0 mJy (à gauche), 1 mJy (au centre) ou 2 mJy (à droite). Les points de données correspondant aux fluctuations négatives ou ayant une barre d'erreur supérieure à 1 pour le paramètre α ne sont pas représentés sur la figure. La distribution de l'indice spectral varie grandement selon le flux de la contribution stellaire considérée. La région grisée délimite les indices spectraux entre -0.4 et -0.7 proposés par les études précédentes pour les sursauts brillants de Sgr A*.

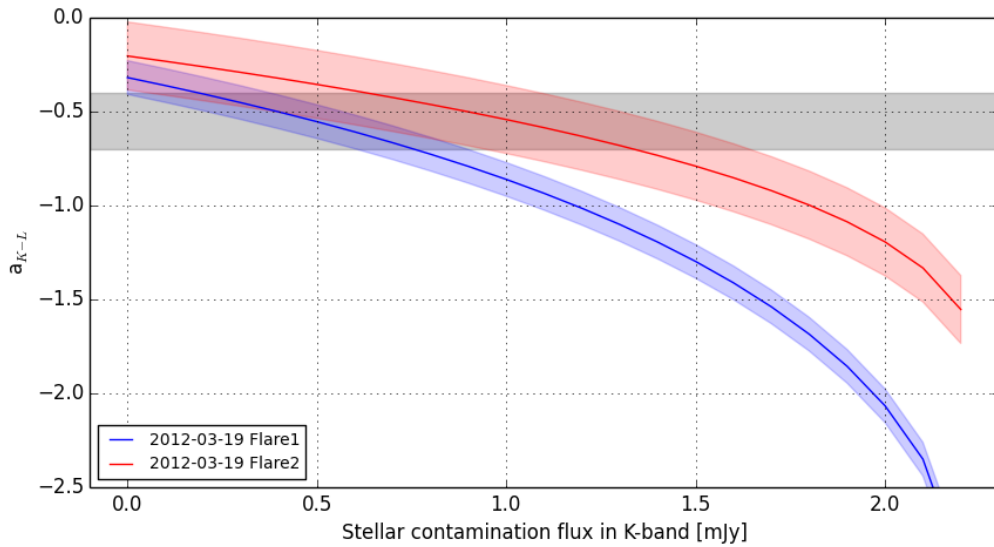


FIGURE 5.8 – Indice spectral moyen de Sgr A* et son incertitude à 1σ pendant chacun des deux sursauts détectés le 19 mars 2012, en fonction du flux de la contribution stellaire supposée à la position de Sgr A*, de 0 à 2.2 mJy en bande K. Les deux événements ont des propriétés spectrales significativement différentes s'il existe une contribution stellaire supérieure à 1 mJy à la position de Sgr A*. Dans ce cas, le sursaut le plus intense (sursaut 2) est significativement plus rouge que l'autre. La région grisée délimite les indices spectraux entre -0.4 et -0.7 proposés par les études précédentes pour les sursauts brillants de Sgr A*.

5.2.3 Discussion concernant les erreurs systématiques

En plus des erreurs statistiques indiquées par les barres d'erreur associées aux données présentées, il existe un certain nombre d'erreurs systématiques qui affectent la détermination du flux des sources ainsi que le calcul de l'indice spectral de Sgr A^{*}. Les principales erreurs systématiques sont au nombre de trois. La première est relative au coefficient utilisé pour calibrer les mesures de flux, il dépend du flux théorique des étoiles de référence et des valeurs choisies pour corriger l'absorption interstellaire (cf. équation 3.4 et Table 3.6). En considérant la propagation des erreurs, nous avons estimé que l'erreur systématique de calibration est inférieure à 10% du flux obtenu pour Sgr A^{*} (ou S2) pour toutes les bandes d'observation (ce sont les incertitudes sur l'extinction interstellaire qui dominent cette valeur). La seconde concerne l'indice spectral de S2 choisi comme référence pour corriger la couleur de Sgr A^{*} des fluctuations associées aux images individuelles (cf. équation 5.1). Cette seconde erreur systématique intervenant dans le calcul de l'indice spectral de Sgr A^{*} est inférieure à 0.3 en valeur absolue et ne dépend pas de la longueur d'onde. La dernière erreur systématique, la plus conséquente, est relative à la méthode de soustraction du fond qui peut omettre une possible contribution supplémentaire (émission quiescente ou stellaire) à la position de Sgr A^{*}, comme cela est expliqué dans la Section 5.2.1. La quantification de cette troisième erreur systématique n'est pas évidente et son influence importante dans la détermination des flux les plus faibles a été mise en avant à la Section 5.2.2.

Les flux mesurés à la position de Sgr A^{*} pendant la campagne d'observation de 2012 sont tous inférieurs à 10 mJy. Dans ce cas, l'erreur systématique globale est dominée par l'incertitude relative à la composante constante du fond estimée à la position de Sgr A^{*}. Dans la section précédente, nous avons calculé l'évolution de l'indice spectral induite par cette composante potentielle, en considérant un large ensemble de flux possibles (entre 0 et 2.3 mJy). Néanmoins, les courbes de lumière et les observations individuelles peuvent permettre de limiter l'intervalle de flux envisageable. En effet, en considérant les valeurs de flux observées pendant l'ensemble des cinq périodes d'observation, nous avons constaté que la valeur minimale moyenne se situe proche de 1.5 mJy en bande K, cette valeur pourrait donc constituer une première limite supérieure à la possible contribution stellaire contenue dans les flux mesurés. Il est également possible d'utiliser un algorithme de détection pour déterminer si une source est détectable durant les périodes de faible activité (par exemple, dans les données acquises le 19 mars entre 9h et 9h30); cette analyse est en cours. Si aucune source n'est détectée à la position de Sgr A^{*}, ce qui semble être le cas (cf. Section 5.3.2), ce test devrait permettre d'établir une limite supérieure à la contribution inconnue. En revanche, si une source est détectée il faudra utiliser à la fois les contraintes spectrales et la position précise de la source afin de déterminer s'il s'agit d'une contribution stellaire à proximité de Sgr A^{*} ou bien d'un faible niveau d'émission du trou noir lui-même.

L'erreur systématique induite par la méconnaissance du niveau de fond à la position de Sgr A^{*} a une forte influence sur l'indice spectral des sursauts les plus faibles. Dans la mesure où nous n'avons pas encore de contraintes précises sur cette composante, nous considérerons dans la suite deux cas possibles avec une contribution stellaire respective de 0.5 et 1.5 mJy.

5.3 Résultats de la campagne d'observation

L'objectif premier de la campagne multi-longueur d'onde réalisée en 2012 était de déterminer le processus radiatif responsable de l'émission en rayons X lors des sursauts de Sgr A^{*}. Pour cela nous

avons obtenu des observations visant à mesurer l'indice spectral du rayonnement de Sgr A* simultanément dans le domaine des rayons X et dans l'infrarouge proche. Malheureusement, aucun sursaut brillant de Sgr A* n'a été détecté pendant les observations correspondantes, et les courbes de lumière obtenues en rayons X sont compatibles avec l'émission quiescente de Sgr A*. Néanmoins, les données infrarouges présentent une certaine variabilité avec des flux allant jusqu'à environ 6 mJy en bande K. J'ai estimé l'indice spectral correspondant à cette émission pour les différentes nuits d'observation et les principaux événements détectés. En raison de l'absence de contrainte forte quant à la contribution exacte du fond à la position de Sgr A*, nous avons également étudié l'impact d'une possible contribution stellaire à la position de Sgr A*. Les résultats proposés correspondent ainsi à une gamme de valeurs possibles pour la couleur des événements observés. Je présente ci-dessous une discussion concernant les contraintes apportées par nos observations. Cette discussion concerne trois points particuliers qui sont : les processus radiatifs à l'œuvre pendant les sursauts, la possible variabilité de l'indice spectral avec le flux de Sgr A* et la taille de la source radio correspondante (observations VLBA déclenchées suite à la détection d'un événement en infrarouge proche).

5.3.1 Contraintes spectrales et processus radiatifs

De l'ensemble des événements détectés, seul le sursaut 2, détecté le 19 mars 2012 en fin de nuit, présente un indice spectral relativement bien contraint et des observations en rayons X couvrant la totalité de l'événement (cf. Figure 5.1). Nous avons donc décidé d'utiliser cet événement pour discuter des contraintes apportées par notre campagne d'observation sur les modèles des trois processus radiatifs actuellement envisagés (cf. Section 4.3). À partir du spectre obtenu, présenté à la Figure 5.9, il est possible d'extraire quelques paramètres relatifs aux processus proposés : synchrotron avec cassure ou Compton inverse.

Modèle synchrotron avec cassure

Le spectre résultant des processus synchrotron avec cassure peut être décrit à l'aide de quatre paramètres : (i) la pente β du spectre synchrotron correspondant au régime en dessous de la cassure (qui impose également une pente $\beta - 0.5$ après la cassure, cf. Section 4.3.2), (ii) la position de la cassure qui dépend du champ magnétique B et du temps d'injection (la durée de l'événement) t , (iii) le facteur de Lorentz maximal γ_{\max} de la population d'électrons considérée qui fixe la fréquence de coupure, (iv) la normalisation du spectre. Les données infrarouges obtenues permettent de fixer l'indice spectral β et la normalisation du spectre. Par ailleurs, la limite supérieure obtenue grâce aux observations dans le domaine des rayons X peut permettre de contraindre, en partie, la position de la cassure ou le facteur de Lorentz maximal. Nous distinguons deux cas, tout d'abord un spectre infrarouge relativement dur puis un spectre plus mou (correspondant respectivement aux contributions stellaires minimale et maximale de 0.5 et 1.5 mJy en bande K).

Le premier cas correspond au spectre dur présenté sur la Figure 5.9 (en rouge), la limite supérieure en rayons X est largement en dessous du spectre contraint par les données infrarouges et la fréquence de la coupure doit donc être inférieure à une certaine valeur, $\log(\nu_c) < 17.5$. Néanmoins, cette fréquence dépend à la fois du facteur de Lorentz γ_{\max} et du champ magnétique B . En théorie, la valeur du champ magnétique peut être déduite de la fréquence de cassure mais, dans le cas considéré, cette dernière n'est pas contrainte. Dans le cas d'un spectre dur, le modèle comporte donc une dégénérescence qui peut éventuellement être levée en choisissant de minimiser l'énergie du système étudié.

Le second cas correspond au spectre mou présenté sur la Figure 5.9 (en noir). Dans cette configura-

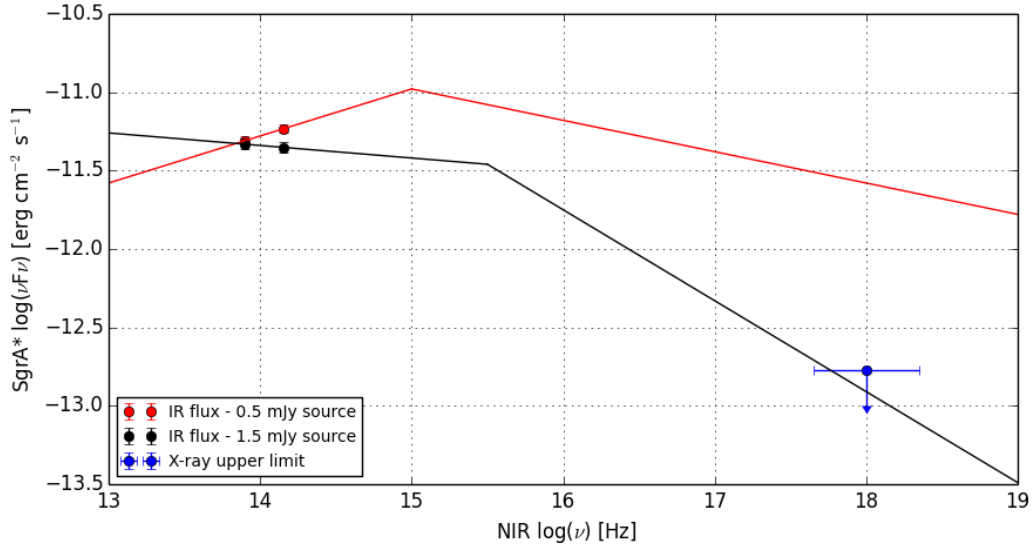


FIGURE 5.9 – Mesures et limite supérieure obtenues pour le sursaut de Sgr A* observé le 19 mars 2012 à partir de 9h40. Les points rouges et noirs correspondent aux flux infrarouges calculés en supposant respectivement une contribution stellaire de 0.5 et 1.5 mJy (en bande K) à la position de Sgr A*. Le point bleu correspond à la limite supérieure à 3σ déterminée à partir des données *XMM-Newton*. Les courbes correspondent à deux modèles synchrotron avec cassure ajustant les données infrarouges. Dans un cas (en noir), il existe une valeur du champ magnétique telle que le modèle soit compatible avec la limite supérieure obtenues dans le domaine des rayons X, tandis que dans l'autre (en noir), il faut invoquer une fréquence critique inférieure à celle des rayons X pour que le modèle synchrotron avec cassure soit valide.

tion, il est possible d'ajuster la limite supérieure en X en positionnant la cassure du spectre synchrotron dans un intervalle de fréquence compris entre, $14.5 < \log(\nu_b) < 15.5$. En supposant que le temps d'injection est de l'ordre de 30 minutes, il est alors possible de contraindre le champ magnétique B en utilisant l'équation (4.3). Néanmoins, il est également possible que la cassure se trouve à plus haute fréquence et que la limite supérieure en X rende compte de la fréquence de coupure, comme dans le cas précédent.

Modèles Compton inverse

Les modèles Compton inverse ne peuvent pas être fortement contraints avec les données que nous possédons : le seul paramètre accessible est le ratio U_{ph}/U_B . Une limite supérieure peut être calculée pour le sursaut considéré en utilisant les considérations développées à la Section 4.1.2. Cette valeur dépend de deux paramètres physiques qui sont le champ magnétique et la taille de la région contenant les photons (cf. équation 4.4). Les deux paramètres n'étant pas contraints par ailleurs, si un processus Compton inverse est envisagé, il n'est pas possible de déduire plus d'information des données, à moins d'émettre des hypothèses quant à la taille de la région émettrice, ce qui n'est pas pleinement satisfaisant.

Ainsi, l'ensemble des processus radiatifs généralement proposés pour rendre compte de l'émission de Sgr A* lors de ses sursauts d'activité sont compatibles avec les données obtenues et nous ne pouvons donc pas conclure quant à l'origine du rayonnement.

5.3.2 Indice d'une possible variabilité de l'indice spectral

Si la contribution stellaire à la position de Sgr A* est effective et a un flux supérieur à 1 mJy (en bande K), alors nos données indiquent une corrélation entre l'indice spectral et le flux de Sgr A*. Une telle mesure serait également cohérente avec les résultats obtenus pour les événements de faible intensité lors de plusieurs campagnes d'observation précédentes. La question est donc de savoir s'il est pertinent de corriger les flux mesurés en supposant une contribution stellaire et, si oui, d'établir le domaine de flux possible pour la source potentielle. Les études précédentes semblent indiquer que la valeur de l'indice spectral se situe toujours en dessous de $\alpha \lesssim -0.6$ et atteint cette valeur limite au moins durant les événements les plus brillants. Si tel est le cas, il n'est pas réaliste de considérer des indices spectraux supérieurs à ce seuil. Ainsi, nos mesures doivent supposer une contribution stellaire supérieure à 1 mJy pour être compatibles avec les valeurs d'indice proposées par les études précédentes (cf. Figure 5.8).

Nous avons utilisé le programme IDL *StarFinder* (Diolaiti et al., 2000) afin de détecter les sources situées à proximité de Sgr A*. Nous avons considéré uniquement les sources détectées à plus de 3σ dans une observation choisie durant la période de faible intensité entre les deux sursauts détectés le 19 mars 2012 (acquisition en bande K à 9h19 UTC). À moins de 0.2 arcsec de Sgr A*, seules deux sources sont détectées. Il s'agit de l'étoile S2 ayant un flux de 15 mJy en bande K et d'une étoile moins intense (~ 4 mJy en bande K) située à 0.06 arcsec de Sgr A*. Dans le signal résiduel (après soustraction des premières sources détectées) nous avons ensuite identifié deux étoiles supplémentaires situées environ à 0.06 arcsec de Sgr A* et de flux respectifs, 2 et 1.5 mJy en bande K. En prenant en compte la PSF de l'instrument, nous avons estimé que l'ensemble des sources détectées à proximité de Sgr A* contribuent à hauteur de 50% au flux mesuré à la position du trou noir dans l'observation considérée. En revanche, aucune source n'est détectée à la position du trou noir.

Les flux que nous avons utilisés pour calculer l'indice spectral ont préalablement été soustraits d'un signal de fond estimé localement à partir des images et étalonnés à l'aide du flux de plusieurs étoiles de référence (cf. Section 3.2.3). Ainsi, nous avons supposé que le fond local représentait convenablement la contribution stellaire à la position de Sgr A*, puisqu'aucune étoile ne se situe a priori dans les régions d'extraction considérées. Ceci semble justifié dans la mesure où les sources détectées avec *StarFinder* se situent en bordure de la région utilisée pour extraire le flux de Sgr A* et qu'elles contribuent donc également au signal de fond estimé à partir des régions adjacentes (cf. Figure 3.5, gauche). Pour vérifier cette hypothèse, nous avons tenté d'utiliser les résultats fournis par *StarFinder* pour comparer les contributions des sources détectées aux flux observés dans les régions choisies pour mesurer le fond. De manière tout à fait préliminaire, il semblerait que le flux des sources connues soit correctement estimé par le fond choisi pour Sgr A* mais légèrement surestimé pour les étoiles S2 et S65 utilisées pour la calibration des données. Si ces mesures préliminaires étaient vérifiées, les flux de Sgr A* présentés dans ce chapitre pourraient être surestimés d'au moins 25% par rapport au flux réel dans les bandes H et K. En première approximation, ce biais peut être corrigé en considérant une contribution stellaire d'environ 0.5 mJy en bande K à la position de Sgr A*.

Enfin, dans l'observation en bande K utilisée précédemment, nous avons mesuré un flux de 1.5 mJy à la position du trou noir (ou 1 mJy en appliquant la correction mentionnée au paragraphe précédent), alors même qu'aucune source n'a pu être mise en évidence à cette position et que le fond soustrait semble rendre compte des sources connues. Avec une intensité comparable à celle des étoiles identifiées à proximité, Sgr A* devrait, soit être détecté par le programme *StarFinder*, soit apparaître dans le signal résiduel. Ce n'est pas le cas. Il est donc possible que le signal mesuré à cette position soit

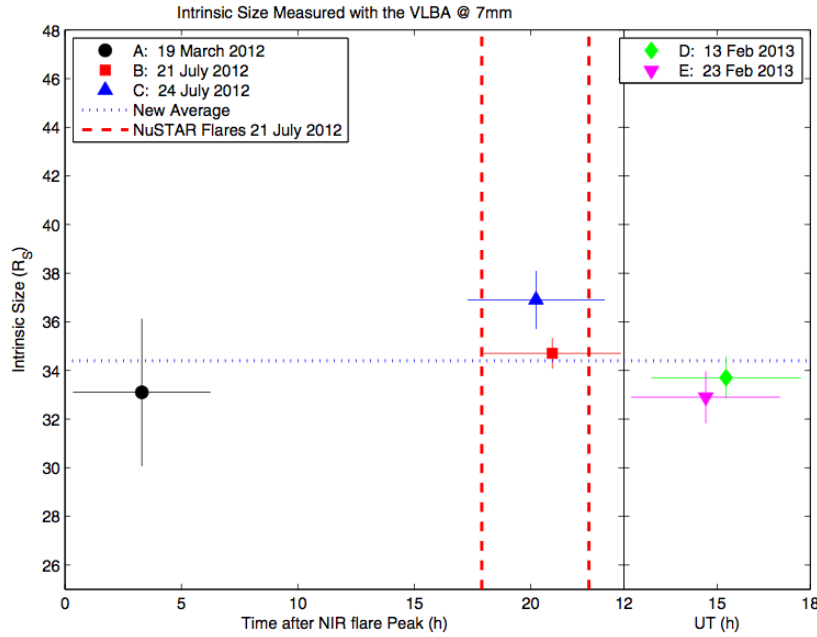


FIGURE 5.10 – Mesures VLBA présentant la taille unidimensionnelle intrinsèque de Sgr A* en fonction de la durée d’attente entre la détection d’un sursaut aux longueurs d’onde infrarouge proche et l’observation sub-millimétrique (à gauche) ou en temps universel pour les observations libres (à droite). Les barres d’erreur horizontales correspondent à la durée des observations VLBA. La ligne pointillée bleue renseigne la taille moyenne de Sgr A* mesurée à l’aide de ces observations. Enfin, les lignes verticales rouges renseignent la présence d’un sursaut X détecté par *NuSTAR* le 21 juillet 2012 qui n’est a priori pas corrélé avec l’événement infrarouge ayant servi de déclencheur pour l’observation VLBA simultanée (en rouge). La figure est issue de Bower et al. (2014).

lié à une composante diffuse piquée à la position de Sgr A* et potentiellement créée par un ensemble d’étoiles non résolues très proche de l’objet central. Ainsi, l’étude préliminaire réalisée en bande K semble exclure la présence d’une source ponctuelle de l’ordre de 1 mJy à la position de Sgr A*, ce qui signifie que le flux mesuré ne peut pas entièrement être attribué à Sgr A*. Les origines alternatives envisagées, à savoir, une sous-estimation de la contribution des étoiles alentour, un biais de calibration ou l’ajout d’une composante diffuse, peuvent toutes être modélisées par une source stellaire à la position du trou noir. Par conséquent, les tests préliminaires réalisés semblent confirmer la présence d’une contribution stellaire de l’ordre de 1 mJy à la position de Sgr A*. Nos résultats seraient ainsi compatibles avec ceux des études précédentes et confirmeraient la variabilité de l’indice spectral de Sgr A* en fonction du flux des sursauts.

5.3.3 Résultats des observations VLBA

La campagne d’observation multi-longueur d’onde, menée par notre groupe en mars 2012, a également servi à déclencher des observations VLBA visant à mesurer une possible variation de la taille de Sgr A* pendant les sursauts brillants. Les observations ont été réalisées à 7 mm pendant cinq périodes différentes et sont résumées sur la Figure 5.10. En particulier, trois observations ont été déclenchées suite à la détection d’un sursaut infrarouge en temps réel, il s’agit du sursaut du 19 mars 2012 et deux autres sursauts détectés par les instruments du Keck. Ces observations radio ont permis de mesurer pour la première fois la taille intrinsèque de Sgr A* à 7 mm et en deux dimensions. A cette

longueur d’onde, la morphologie de Sgr A* est compatible avec une gaussienne elliptique d’axes $35.4 R_S \times 12.6 R_S$ (environ 0.36×0.13 marcsec²). Cette élongation est compatible avec la forme et l’orientation de l’émission quiescente étendue de Sgr A* qui a été mesurée en rayons X avec l’observatoire *Chandra* (cf. Figure 1.4, Wang et al., 2013), et elle pourrait révéler la présence d’un jet ou d’un flot d’accrétion asymétrique. Néanmoins, l’orientation de cette structure n’est compatible ni avec l’orientation des structures de la région interprétées comme des jets émanant de Sgr A* (Yusef-Zadeh et al., 2012a; Li et al., 2013b), ni avec l’orientation des restes d’éjections majeures qui sont perpendiculaires au plan Galactique (Markoff, 2010; Ponti et al., 2013).

Enfin, les mesures réalisées n’ont pas permis de détecter une variation de la taille du trou noir pendant, ou quelques heures après, des sursauts détectés en infrarouge proche et/ou en rayons X. Ce résultat permet de mettre une limite supérieure de 15% à la variation de la taille intrinsèque du trou noir pendant les cinq périodes d’observation considérées. Cette absence d’expansion suggère que les sursauts visibles en rayons X et en infrarouge proche sont générés par un processus d’accélération de particules unique qui n’affecte pas significativement l’énergie totale du système, mais de plus amples campagnes d’observation multi-longueur d’onde sont nécessaires pour comprendre le lien entre la variabilité en X et en infrarouge et la taille de la source radio (Bower et al., 2014).

5.4 Résumé

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats préliminaires de la campagne d’observation multi-longueur d’onde réalisée en 2012 par notre groupe pour étudier les sursauts quotidiens de Sgr A*. Les données obtenues contiennent plusieurs événements détectés dans le domaine infrarouge proche, principalement en bandes K et L, ainsi que les limites supérieures correspondantes en rayons X. Nous avons détaillé les contraintes spectrales apportées par ces nouvelles observations sans pouvoir discriminer les processus radiatifs à l’origine de ces sursauts, à savoir, un processus synchrotron avec cassure ou un processus Compton inverse.

Grâce aux observations infrarouges obtenues, nous avons également étudié la variabilité de l’indice spectral de Sgr A*. En raison de l’intensité relativement faible des événements étudiés, les erreurs systématiques liées à la modélisation du signal de fond présent à la position du trou noir sont très importantes. Nous avons mesuré l’influence de ce paramètre sur les résultats de la campagne d’observation et entamé les tests permettant d’estimer plus précisément la contribution stellaire présente à la position de Sgr A*. Ces considérations préliminaires semblent indiquer que le spectre de Sgr A* varie en fonction du flux des événements observés. Néanmoins, des vérifications approfondies doivent être effectuées afin de valider ce résultat.

Troisième partie

ACTIVITÉ PASSÉE DE SAGITTARIUS A* : ÉCHOS DANS LA ZONE
MOLÉCULAIRE CENTRALE

CHAPITRE 6

Le phénomène de Réflexion

Sommaire

6.1 Rayonnement réfléchi	110
6.1.1 Absorption photoélectrique	110
6.1.2 Raies de fluorescence	112
6.1.3 Diffusion ou diffusion Thomson	113
6.1.4 Spectre de réflexion	115
6.2 Propagation du signal	119
6.2.1 Retard de l'émission réfléchie et parabole de l'événement	119
6.2.2 Variations du signal réfléchi au cours de temps	119
6.3 Contraindre l'activité passée de Sgr A* grâce aux observations	122
6.3.1 Contraindre les paramètres des nuages	126
6.3.2 Contraindre la luminosité de Sagittarius A*	127
6.3.3 Combiner les informations obtenues pour différents nuages	128
6.4 Résumé	129

La zone moléculaire centrale présente un fort signal à 6.4 keV qui a été interprété en tant qu'échos de l'activité passée de Sgr A*, réfléchis par les nuages moléculaires présents au centre de la Galaxie (cf. Section 2.3.2). Le terme générique de « réflexion » englobe plusieurs processus physiques résultant de l'interaction entre la matière et le rayonnement, qui sont : l'absorption photoélectrique, la fluorescence et la diffusion. Dans ce chapitre, je rappelle les principales caractéristiques de ces processus (Section 6.1), ainsi que les propriétés temporelles de l'émission résultante liées à la propagation du rayonnement incident (Section 6.2). Pour cette seconde partie, les considérations théoriques sont notamment accompagnées d'illustrations concrètes, réalisées à l'aide d'un modèle numérique que j'ai développé au cours de ma thèse.

Le travail qui sera présenté dans les Chapitres 7, 8 et 9 consiste principalement à étudier les observables de ce signal de réflexion et à en déduire des contraintes sur l'activité passée de Sgr A*. Les problématiques liées à cette reconstruction des événements passés sont présentées à la Section 6.3 afin d'explicitier les objectifs des analyses que nous avons menées.

6.1 Rayonnement réfléchi

Lorsqu'un rayonnement X se propage dans le milieu interstellaire, il interagit avec la matière neutre par deux processus physiques distincts : l'absorption photoélectrique par les atomes du gaz qui ré-émettent ensuite une partie de ce rayonnement sous forme de raies de fluorescence, et la diffusion Compton qui transmet une composante continue du signal incident.

6.1.1 Absorption photoélectrique

Si l'énergie des photons incidents ($E = h\nu$) est supérieure au niveau d'énergie E_I d'un électron sur une couche donnée de l'atome considéré, alors l'électron peut être éjecté de sa position avec une énergie cinétique valant $E - E_I$. Ainsi, seuls les photons d'énergie supérieure à E_I peuvent être absorbés par les atomes de la couche considérée et l'énergie E_I correspond donc à une discontinuité dans le processus d'absorption. Considérons les électrons de la couche K qui est la couche électronique la plus interne, c'est-à-dire les électrons dont le niveau d'énergie E_K est le plus élevé. La discontinuité dans le processus d'absorption est alors appelée « seuil K » ; elle correspond à une probabilité d'absorption maximale, puisque les photons d'énergie inférieure à E_K ne sont pas absorbés tandis que les photons d'énergie supérieure peuvent être absorbés avec une probabilité qui décroît suivant E^{-3} , en première approximation. Le calcul précis de la section efficace d'interaction σ des atomes en fonction de l'énergie des photons incidents E fait intervenir la théorie quantique du rayonnement (Heitler, 1954; Karzas & Latter, 1961). Afin de rendre compte de l'absorption par la couche K, nous utiliserons donc l'approximation de Morrison & McCammon (1983),

$$\sigma^{el}(E) = \begin{cases} \sigma_K \left(\frac{E}{E_K} \right)^{-3} & \text{si } E \geq E_K, \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (6.1)$$

où σ_K est la section efficace de photo-absorption à l'énergie E_K correspondant au seuil K de l'élément considéré. Les valeurs correspondant aux principaux éléments présents dans le milieu interstellaire sont répertoriées dans la Table 6.1, et la section efficace de quelques-uns de ces éléments est également représentée graphiquement sur la Figure 6.1 (gauche). Notons que, pour chaque élément, les couches électroniques supérieures (L, M, N, etc.) correspondant à des niveaux d'énergie plus faibles absorbent également des photons d'énergie inférieure à E_K . Cependant, les énergies en jeu étant inférieures à 1 keV, nous n'explicitons pas ces transitions ici.

Le taux de photo-absorption global affectant le rayonnement se propageant à l'intérieur de la Galaxie peut donc être calculé en fonction de la densité et de la composition du milieu interstellaire. L'absorption totale peut alors être exprimée en termes de section efficace globale, c'est-à-dire en additionnant la contribution de tous les éléments du milieu dont les sections efficaces individuelles peuvent être approchées par l'équation (6.1). Le résultat est présenté sur la Figure 6.1 (droite). Le taux d'absorption dépend de l'énergie du rayonnement considéré. Dans la bande d'énergie 2–10 keV, la section efficace de photo-absorption suit une décroissance globale en E^{-3} et est comprise entre 10^{-22} et 10^{-24} cm² par atome d'hydrogène.

Notre étude s'intéresse au rayonnement émanant de nuages moléculaires présents au centre Galactique. Dans ce cas, nous utilisons les définitions ci-dessus et considérons la densité n_H^c des nuages, estimée en nombre d'atomes d'hydrogène par unité de volume. Par ailleurs, les contraintes observationnelles obtenues sont généralement intégrées le long de la ligne de visée (selon la coordonnée z), nous parlerons alors de la densité de colonne du nuage, $N_H^c = \int_L n_H^c dz$ où L est l'épaisseur du nuage

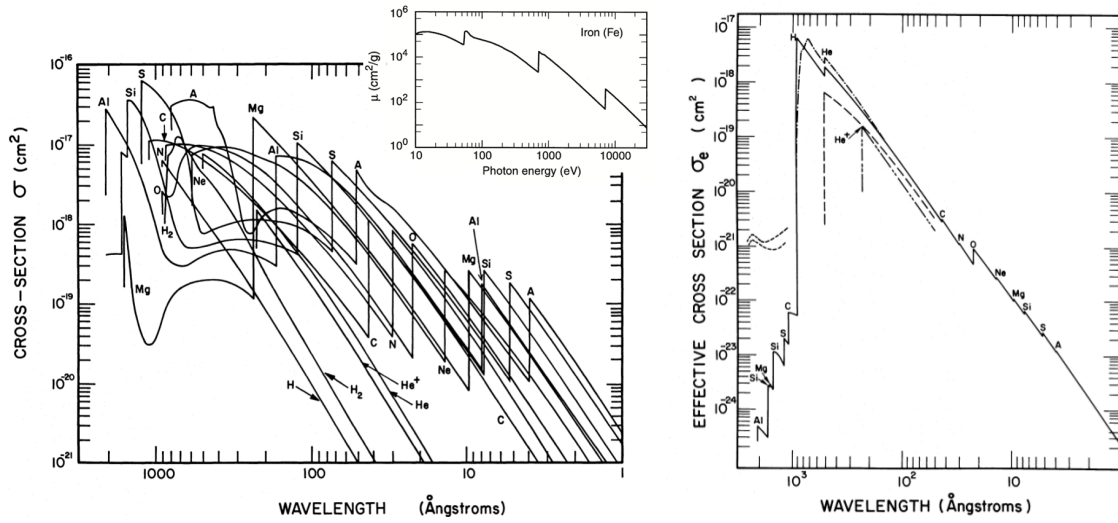


FIGURE 6.1 – (*Gauche*) Section efficace d'absorption relative à chaque élément. L'encart en haut à droite indique le coefficient d'absorption en masse pour le fer (Henke et al., 1993). Cette courbe montre trois seuils correspondant à trois niveaux électroniques d'énergie croissante : M, L et K. La transition correspondant à l'absorption du rayonnement par la couche M de l'atome de fer est légèrement différente de celle prédite par l'approximation de Morrison & McCammon (1983). Cet écart est également constaté pour d'autres éléments (le magnésium et l'argon, par exemple) mais toujours pour des énergies inférieures à 1 keV. Pour référence, $1 \text{ \AA} \equiv 12.4 \text{ keV}$ et $100 \text{ \AA} \equiv 0.124 \text{ keV}$. (*Droite*) Section efficace d'absorption du milieu interstellaire, exprimée par atome d'hydrogène en considérant une abondance solaire (cf. Table 6.1). La ligne en pointillés tient compte de la contribution de l'hydrogène moléculaire, alors que la ligne continue l'ignore. Les discontinuités correspondent aux seuils K des différents éléments indiqués au-dessus de la courbe. Les deux figures principales sont issues de Cruddace et al. (1974).

le long de la ligne de visée. Il est également courant d'exprimer l'absorption d'une structure moléculaire en termes de profondeur optique τ , c'est-à-dire de la section efficace intégrée le long du nuage, selon de la ligne de visée, soit,

$$\tau(E) = \sum_{\text{él}} \int_L \sigma^{\text{él}}(E) \delta_{\text{él}} n_{\text{H}}^c dz \quad \text{et, au seuil K d'un élément donné,} \quad \tau_K = \sigma_K \delta_{\text{él}} N_{\text{H}}^c, \quad (6.2)$$

avec $\delta_{\text{él}}$ l'abondance de l'élément dans le nuage considéré, exprimée en fraction de la quantité d'hydrogène. Sauf mention contraire, nous considérons que la composition des structures moléculaires au centre de la Galaxie est proche de la composition solaire, dont les valeurs typiques sont renseignées dans la Table 6.1.

En raison du processus d'absorption photoélectrique, le flux d'un signal donné diminue lors de la traversée du milieu interstellaire et/ou de nuages moléculaires. Le flux résultant peut être calculé en fonction du flux initial F_0 et de la profondeur optique du milieu traversé ; il s'écrit,

$$F(E) = F_0(E) e^{-\tau(E)}, \quad \text{et si } \tau_K \ll 1, \text{ au seuil K d'un élément,} \quad F \sim (1 - \tau_K) F_0. \quad (6.3)$$

Ainsi, dans le domaine des rayons X, l'intensité du rayonnement est d'autant plus affectée par l'absorption que l'énergie considérée est faible.

TABLE 6.1 – Abondances, sections efficaces d'absorption et raies de fluorescence de dix-sept atomes présents dans le milieu interstellaire.

Elément	Symbole	δ^a [$10^{-5} N_H$]	σ_K^b [10^{-20} cm^2]	f_{fluor}^c	E_K^d [keV]	Raie $K\alpha^e$ [keV]	Raie $K\beta^f$ [keV]	$I_{K\beta}/I_{K\alpha}^g$ [%]
Nickel	Ni	0.18	3.2	0.406	8.333	7.48	8.26	11.3
Fer	Fe	3.23	3.8	0.340	7.112	6.40	7.06	11.3
Chrome	Cr	0.05	4.5	0.275	5.989	5.41	5.95	10.0
Calcium	Ca	0.22	7.2	0.163	4.038	3.69	4.01	8.7
Argon	Ar	0.36	9.2	0.118	3.203	2.96	3.19	6.7
Chlore	Cl	0.02	10.2	0.097	2.822	2.62	2.82	4.0
Soufre	S	1.85	11.6	0.078	2.472	2.31	—	—
Silicium	Si	3.58	15.8	0.050	1.839	1.74	—	—
Aluminium	Al	0.30	18.6	0.039	1.560	1.49	—	—
Magnésium	Mg	3.85	23.9	0.030	1.305	1.25	—	—
Sodium	Na	0.21	29.7	0.023	1.072	1.04	—	—
Néon	Ne	12.33	36.2	0.018	0.867	0.85	—	—
Oxygène	O	85.30	56.7	0.008	0.532	0.52	—	—
Azote	N	11.22	71.4	0.005	0.410	0.39	—	—
Carbone	C	36.20	102.3	0.003	0.284	0.28	—	—
Hélium	He	9.74×10^3	—	—	24.6×10^{-3}	—	—	—
Hydrogène	H	1.00×10^5	—	—	13.6×10^{-3}	—	—	—

^a Abondance solaire mesurée par Anders & Grevesse (1989)^b Valeur de la section efficace d'absorption à l'énergie correspondant au seuil K de l'élément (Henke et al., 1993)^c Probabilité que la photo-absorption par la couche K donne lieu au processus de fluorescence (Krause, 1979)^d Energie correspondant au seuil K (Bearden & Burr, 1967)^e Raie d'émission correspondant à la transition d'un électron de la couche $L_{2,3}$ vers la couche K, la différence entre les niveaux L_2 et L_3 est inférieure à 0.01 keV et la transition $L_1 \rightarrow K$ est interdite.^f Raie d'émission correspondant à la transition $M_{2,3} \rightarrow K$, la transition depuis la couche M_1 est interdite.^g Intensité relative entre les raies de fluorescence $K\beta$ et $K\alpha$.

6.1.2 Raies de fluorescence

L'absorption photoélectrique, en éjectant un électron de la couche électronique K, crée une configuration électronique instable pour l'atome correspondant. Le vide créé va donc être comblé immédiatement (délai de l'ordre de la microseconde) par un électron appartenant à une couche supérieure, principalement L ou M. En allant vers le niveau K plus stable, l'électron libère de l'énergie qui est à l'origine de deux processus physiques différents. Le processus le plus probable est non radiatif. L'énergie libérée sert à expulser un électron des couches externes, alors appelé électron d'Auger, et le surplus d'énergie est converti en énergie cinétique. Le second processus consiste à émettre un photon d'énergie fixe correspondant à la transition électronique : c'est le phénomène de fluorescence. La probabilité d'émission est renseignée dans la Table 6.1 ; elle augmente avec le numéro atomique de l'élément considéré et est comprise entre 2 et 40% pour les principaux atomes du milieu interstellaire. Pour chaque élément, nous nous intéressons aux deux raies de fluorescence principales : la raie $K\alpha$ correspondant à l'énergie de transition entre la couche L et la couche K et, lorsqu'elle existe, la raie de fluorescence $K\beta$ correspondant à la transition moins probable de la couche M à la couche K. L'énergie de ces raies de fluorescence ainsi que leur intensité relative sont listées dans la Table 6.1. En toute rigueur, les couches L et M sont sous-divisées en niveaux d'énergie distincts (bien que très proches) et chacune des raies $K\alpha$ et $K\beta$ est en fait composée de plusieurs raies très proches ($\Delta E < 10 \text{ eV}$). Dans la mesure où les instruments astrophysiques actuels n'ont pas la résolution nécessaire pour séparer ces composantes, seule leur somme sera considérée.

Une caractérisation spectrale du milieu interstellaire illuminé par un rayonnement de haute énergie

révélera donc des raies de fluorescence dont l'intensité dépend de la luminosité et du spectre du rayonnement incident, des caractéristiques propres aux atomes l'absorbant (section efficace d'absorption et probabilité d'émission d'un photon dans la raie considérée) ainsi que de l'abondance respective des éléments en question dans le milieu considéré. Pour ce dernier paramètre, l'abondance solaire Z_{\odot} est généralement prise comme référence (cf. Table 6.1). Parmi les atomes émettant entre 2 et 10 keV, le fer est l'élément le plus abondant. Il est également caractérisé par une section efficace d'interaction importante et un taux de fluorescence élevé. Les photons d'énergie 7.1 keV, ou supérieure, ont donc une probabilité non négligeable d'être absorbés par effet photoélectrique par les électrons de la couche K des atomes de fer (environ 10% pour une densité de colonne de l'ordre de $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$). Dans près de 30% des cas, le retour de cet atome à l'état fondamental s'accompagne de l'émission d'un photon à 6.4 keV, créant ainsi la raie $K\alpha$ du fer neutre. Lorsque des phénomènes de fluorescence sont en jeu, cette raie prédomine et constitue donc un signal relativement courant et un outil de diagnostic astrophysique très puissant.

6.1.3 Diffusion ou diffusion Thomson

Le processus de diffusion rend compte des collisions entre les photons du rayonnement incident et les électrons du milieu considéré. L'interaction se traduit par un recul des électrons et une perte d'énergie et de moment cinétique des photons, ainsi qu'un changement de leur orientation. La diffusion Thomson est la formulation la plus simple du phénomène. Elle décrit l'interaction entre un photon et un électron libre au repos dans le cas où la perte d'énergie du photon est négligée. Pour les énergies considérées ici (inférieures à 10 keV), cette approximation est raisonnable.

Néanmoins, nous souhaitons caractériser la diffusion d'un rayonnement par le milieu interstellaire, c'est-à-dire un gaz majoritairement neutre. Dans ce cas, les électrons considérés ne sont pas libres mais liés à des atomes, d'hydrogène principalement. Le phénomène de diffusion que nous voulons décrire est donc plus complexe puisqu'il fait intervenir trois processus de diffusion différents. L'interaction peut laisser l'atome dans son état fondamental, auquel cas le processus de diffusion est élastique et il s'agit de la diffusion Rayleigh. Le photon incident peut également modifier l'état de l'atome, soit en faisant passer l'électron impliqué dans l'interaction à un niveau d'énergie supérieur, ce qui revient à exciter l'atome, c'est la diffusion Raman, soit en transférant assez d'énergie à l'électron pour l'éjecter, ce qui revient à ioniser l'atome, c'est la diffusion Compton. Ces trois processus sont en compétition dans le milieu et leur intensité respective varie en fonction des paramètres de l'interaction considérée.

Tous les processus de diffusion sont anisotropes. Notons θ l'angle de diffusion, c'est-à-dire l'angle entre la direction du photon incident et la direction du photon diffusé. La quantité de photons diffusés varie en fonction de la direction θ considérée. La section efficace différentielle est alors définie comme le ratio entre l'énergie rayonnée par unités de temps et d'angle solide et l'énergie incidente par unités de temps et de surface. La valeur de ce paramètre en fonction de l'angle de diffusion est représentée sur la Figure 6.2 (gauche) pour chacun des processus de diffusion. Dans la limite non relativiste, la somme des sections efficaces différentielles des trois processus de diffusion (Rayleigh, Raman et Compton) est égale à la section efficace différentielle de la diffusion Thomson (Sunyaev & Churazov, 1996).

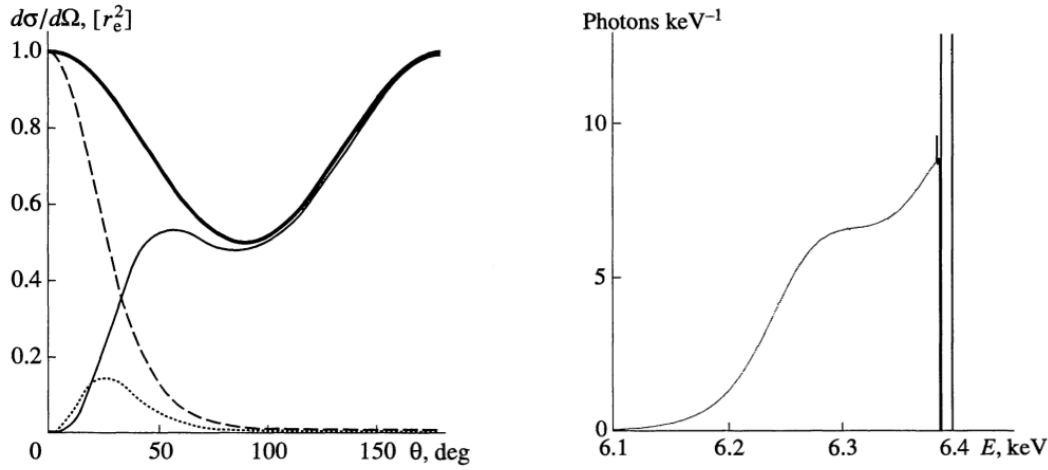


FIGURE 6.2 – (*Gauche*) Section efficace différentielle pour la diffusion d'un photon d'énergie 6.4 keV par de l'hydrogène neutre en fonction de l'angle de diffusion θ . Les courbes fines indiquent la contribution des diffusions Rayleigh (tirets), Raman (pointillés), Compton (continue). La courbe plus épaisse représente la section efficace différentielle par un électron libre au repos dans la limite de la diffusion Thomson. (*Droite*) Profil de la raie à 6.4 keV après diffusion par un gaz d'hydrogène neutre, moyenné sur l'ensemble des angles de diffusion possible. La composante liée à la diffusion Rayleigh ne subit pas de perte d'énergie et constitue la raie à 6.4 keV, les raies satellites sont créées par la diffusion Raman et la composante de plus basse énergie est appelée « bosse Compton », puisqu'elle est due à la diffusion Compton. Les deux figures sont extraites de Sunyaev & Churazov (1996).

Diffusion d'une composante continue

Nous ne nous intéresserons pas ici aux processus de diffusion individuels mais uniquement à la quantité de rayonnement diffusée dans une direction donnée. Nous pouvons donc restreindre la description des phénomènes de diffusion au processus Thomson, plus simple. La section efficace différentielle de la diffusion Thomson est donnée par l'expression suivante,

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (6.4)$$

où r_e est le rayon de l'électron. La quantité de photons diffusés est donc minimale dans la direction perpendiculaire au rayonnement incident. En toute rigueur, les processus de diffusion individuels listés ci-dessus peuvent engendrer une perte d'énergie du photon diffusé. Le terme $(\nu_2/\nu_1)^2$ devrait donc apparaître en facteur dans l'équation (6.4), avec ν_1 la fréquence du photon incident et ν_2 celle du photon réfléchi. Néanmoins, comme expliqué par Sunyaev & Churazov (1996), la section efficace de diffusion intégrée sur l'ensemble des énergies possibles pour le photon diffusé et pour un angle θ donné ne dépend pas de l'énergie du photon incident. Nous pouvons donc faire l'hypothèse que $(\nu_2/\nu_1) \sim 1$. Enfin, l'expression de la section efficace de la diffusion Thomson se calcule en intégrant l'équation (6.4) entre 0 et π et vaut donc,

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = \frac{e^4}{6\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^4} \sim 6.653 \times 10^{-25} \text{ cm}^2. \quad (6.5)$$

Le processus de diffusion est également responsable d'une certaine atténuation du signal due au fait que certains photons peuvent être piégés dans le gaz neutre considéré, si ce dernier est assez dense. En pratique, il peut être judicieux d'exprimer le processus de diffusion en termes d'épaisseur optique

liée au processus de diffusion Thomson. Pour un gaz neutre composé majoritairement d'hydrogène, elle est définie comme suit,

$$\tau_T = \int \sigma_T n_H dz = \sigma_T N_H, \quad (6.6)$$

où n_H est le nombre d'atomes d'hydrogène par unité de volume dans le gaz considéré et N_H la densité de colonne correspondante, selon la coordonnée z , le long de la ligne de visée.

Diffusion d'une raie d'émission

Si nous considérons un milieu particulièrement dense dans lequel les diffusions multiples ne peuvent être négligées, il est important de s'intéresser au profil des raies d'émission après diffusion, notamment pour connaître la quantité de signal qui sera transférée à plus basse énergie. Dans ce cas précis, les trois processus de diffusion doivent être considérés séparément puisqu'ils entraînent des pertes d'énergie différentes. La diffusion Rayleigh étant élastique, les photons issus de la fluorescence du fer conservent donc une énergie de 6.4 keV ; la diffusion Raman excite les niveaux électroniques supérieurs des atomes d'hydrogène, créant des raies satellites de plus basse énergie ; quant au processus Compton, il entraîne une perte d'énergie continue sur quelques dixièmes de keV, créant ainsi la « bosse Compton ». Le profil moyen d'une raie diffusée est présenté à la Figure 6.2 (droite). En pratique, la sensibilité et la résolution en énergie des satellites actuels ne permettent pas de mettre en évidence les structures fines liées à la diffusion des raies de fluorescence.

6.1.4 Spectre de réflexion

Le spectre de réflexion d'un nuage illuminé par un rayonnement de haute énergie est constitué d'une composante continue créée par les processus de diffusion ainsi que des raies de fluorescence. Des exemples de spectres de réflexion sont présentés à la Figure 6.3 ; ils ont été calculés à partir d'un spectre incident en loi de puissance et rendent compte de géométries et de densités de matière différentes. De manière générale, à haute énergie, ces spectres présentent une pente identique à celle du spectre incident tandis qu'à basse énergie cette composante continue est d'avantage absorbée. Le processus d'absorption photoélectrique est également responsable de zones d'absorption très localisées qui correspondent aux seuils K de divers atomes, dont celui du fer neutre à 7.1 keV. Enfin, le phénomène de fluorescence crée des raies d'émission superposées à la composante continue du spectre et, en particulier, la raie de fluorescence Fe K α à 6.4 keV qui domine le spectre.

Les caractéristiques précises du spectre dépendent de la configuration géométrique du nuage par rapport à la source ainsi que des propriétés intrinsèques du nuage moléculaire. Ainsi, plus le nuage est dense, plus la composante de basse énergie est absorbée et plus les raies de fluorescence sont intenses (cf. Figure 6.3, gauche). Les modifications ne sont néanmoins pas linéaires puisqu'à partir de certaines valeurs de densité, les diffusions multiples ne sont plus négligeables. Ces dernières augmentent alors la longueur moyenne de parcours dans le nuage et donc la probabilité pour les photons d'être absorbés. Une partie du signal de réflexion créé par le nuage est alors auto-absorbée et n'est donc pas détectable. Par ailleurs, la forme spectrale dépend également de la position du nuage étudié par rapport à la source (cf. Figure 6.3, droite). La quantité d'absorption à basse énergie est ainsi plus importante si le nuage est placé en avant du trou noir. En effet, le rayonnement incident doit alors traverser l'intégralité du nuage avant de nous parvenir alors que pour un nuage en arrière du trou noir, la majorité des photons sont simplement réfléchis par la surface de la structure.

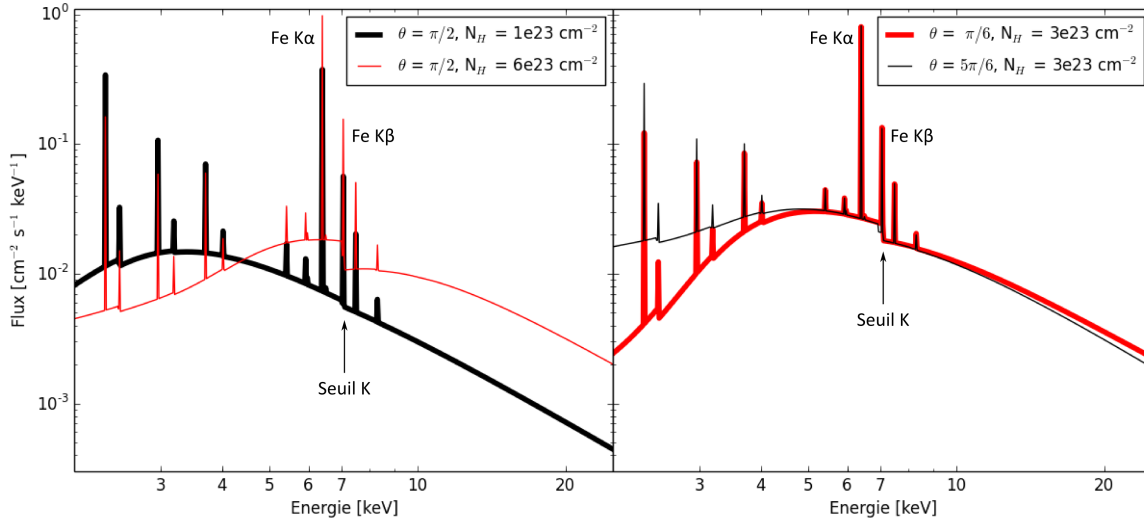


FIGURE 6.3 – Allure du spectre de réflexion calculé pour des nuages moléculaires sphériques de différentes densités et entièrement éclairés sous différents angles d'incidence. Le modèle utilisé suppose que le rayonnement incident a un spectre en E^{-2} . Ce rayonnement est en partie absorbé et en partie diffusé par les nuages considérés. Le spectre résultant est donc constitué d'une composante continue et de raies de fluorescence correspondant aux éléments atomiques, notamment les raies $K\alpha$ et $K\beta$ du fer neutre créées par les atomes de fer interagissant avec les photons d'énergie supérieure au seuil K du fer, à 7.1 keV. (*Gauche*) Comparaison de deux spectres produits par des nuages en incidence normale et de densités différentes. Une densité plus élevée (spectre rouge) augmente le flux du rayonnement diffusé mais est également responsable d'une plus grande absorption du signal, notamment à basse énergie. (*Droite*) Comparaison de deux spectres produits par des nuages de même densité mais éclairés sous des incidences différentes. Un nuage en arrière du trou noir (spectre noir) présente un spectre moins absorbé du fait que la majorité du signal observé provient de la surface du nuage et n'est donc pas affectée par l'épaisseur optique de ce dernier.

Cas d'un nuage optiquement mince

A une énergie donnée, un nuage est dit optiquement mince si son épaisseur optique est inférieure à l'unité. Dans ce cas, l'influence des diffusions multiples peut être négligée. En pratique, les structures moléculaires dont la densité de colonne en hydrogène est inférieure à $6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ peuvent être considérées comme optiquement minces pour les photons d'énergie 6.4 keV ou supérieure. Le flux contenu dans la raie du fer peut alors être calculé en fonction du spectre incident et des paramètres des nuages. Considérons le cas particulier d'un nuage sphérique de rayon R , présenté à la Figure 6.4, et qui se trouve à une distance d de la source d'illumination, Sgr A*. Ce nuage ne reçoit donc qu'une fraction $\Omega = (R/2d)^2$ du flux total émis par la source. La fraction de photons absorbée par les atomes de fer au niveau du seuil K est donnée par l'opacité τ_K du nuage (cf. équation 6.3), tandis que la fraction ré-émise dans la raie du fer est, elle, donnée par le coefficient $f_{\text{fluo}}^{\text{Fe}}$ (cf. Table 6.1). Les photons étant ensuite diffusés dans toutes les directions, seule une fraction $1/4\pi D^2$ est reçue par l'observateur. Le flux mesuré dans la raie du fer est donc donné par l'équation (6.7),

$$F_{6.4\text{keV}} = f_{\text{fluo}}^{\text{Fe}} \frac{\Omega}{4\pi D^2} \int_{E_K}^{\infty} \sigma^{\text{Fe}}(E) \delta_{\text{Fe}} N_{\text{H}}^c \frac{dN_{\text{ph}}}{dE dt} dE, \quad (6.7)$$

où N_{ph} est le nombre de photons émis par la source et $\sigma^{\text{Fe}}(E)$ la section efficace d'absorption du fer dont l'expression a été donnée dans l'équation (6.1). Afin de déterminer la quantité de photons

absorbée au niveau du seuil K, il faut également connaître le spectre de la source responsable de l'illumination. En supposant que le rayonnement incident a un spectre en loi de puissance de la forme $E^{-\alpha}$, l'expression du flux mesuré devient alors celle de l'équation (6.8),

$$F_{6.4\text{keV}} = f_{\text{flu}}^{\text{Fe}} \frac{\Omega}{4\pi D^2} \delta_{\text{Fe}} N_{\text{H}}^c \int_{E_K}^{\infty} N \sigma_K \left(\frac{E}{E_K} \right)^{-3-\alpha} dE, \quad (6.8)$$

où N est un coefficient de normalisation du flux différentiel émis par la source qui est également lié à la luminosité du trou noir par l'équation (6.9),

$$L_{E_1-E_2} = \int_{E_1}^{E_2} N \left(\frac{E}{E_K} \right)^{-\alpha} E dE. \quad (6.9)$$

En intégrant et en combinant les deux équations précédentes, pour un spectre incident en E^{-2} généralement considéré, il est possible d'exprimer le coefficient de proportionnalité entre le flux mesuré dans la raie Fe K α et la luminosité du trou noir entre 2 et 10 keV. Il dépend des paramètres du nuage analysé et est exprimé dans l'équation (6.10),

$$F_{6.4\text{keV}} = \frac{f_{\text{flu}}^{\text{Fe}} \tau_K}{4 E_K \ln(5)} \frac{\Omega}{4\pi D^2} L_{2-10\text{keV}}, \quad (6.10)$$

où les constantes E_K , τ_K et $f_{\text{flu}}^{\text{Fe}}$ sont données ou peuvent être calculées en fonction des valeurs indiquées dans la Table 6.1. Considérons le cas particulier d'un nuage optiquement mince entièrement illuminé et situé au centre Galactique à une distance $D \sim 8$ kpc. En supposant que le nuage ait une abondance solaire, le flux dans la raie Fe K α peut alors être calculé directement en fonction des paramètres du nuage : son rayon R , sa densité de colonne N_{H}^c et sa distance à la source d ,

$$F_{6.4\text{keV}} \sim 4.6 \times 10^{-5} \left(\frac{N_{\text{H}}^c}{10^{23} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ pc}} \right)^2 \left(\frac{d}{20 \text{ pc}} \right)^{-2} \left(\frac{L_{2-10\text{keV}}}{10^{39} \text{ erg s}^{-1}} \right) \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (6.11)$$

Par un raisonnement similaire, il est également possible d'exprimer le signal résultant des processus de diffusion à une énergie donnée, par exemple à 6.4 keV,

$$S_{6.4\text{keV}} = \frac{3 \tau_T}{4} (1 + \cos^2 \theta) \frac{\Omega}{4\pi D^2} N \left(\frac{6.4 \text{ keV}}{E_K} \right)^{-\alpha}, \quad (6.12)$$

L'opacité du nuage τ_T relative au processus de diffusion de Thomson (cf. Section 6.1.3) est indépendante de l'énergie considérée mais dépend de l'angle de diffusion ($\theta = \pi/2 + \arctan(z/d_{\text{proj}})$), cf. Figure 6.4). La largeur équivalente (EW, Equivalent Width) des raies de fluorescence est définie comme le ratio entre le signal contenu dans la raie et le signal contenu dans le continu sous-jacent, c'est-à-dire,

$$EW_{6.4\text{keV}} = \frac{F_{6.4\text{keV}}}{S_{6.4\text{keV}}} \sim \frac{1.2}{1 + \cos^2 \theta} \left(\frac{\delta_{\text{Fe}}}{3.23 \times 10^{-5}} \right) \text{ keV}. \quad (6.13)$$

Cette quantité n'est donc pas isotrope et peut, entre autre, donner une information sur la géométrie du système considéré. Elle doit néanmoins être interprétée avec précaution puisqu'elle dépend également de l'abondance en fer du nuage et est affectée par les processus d'absorption qui ont été négligés ici.

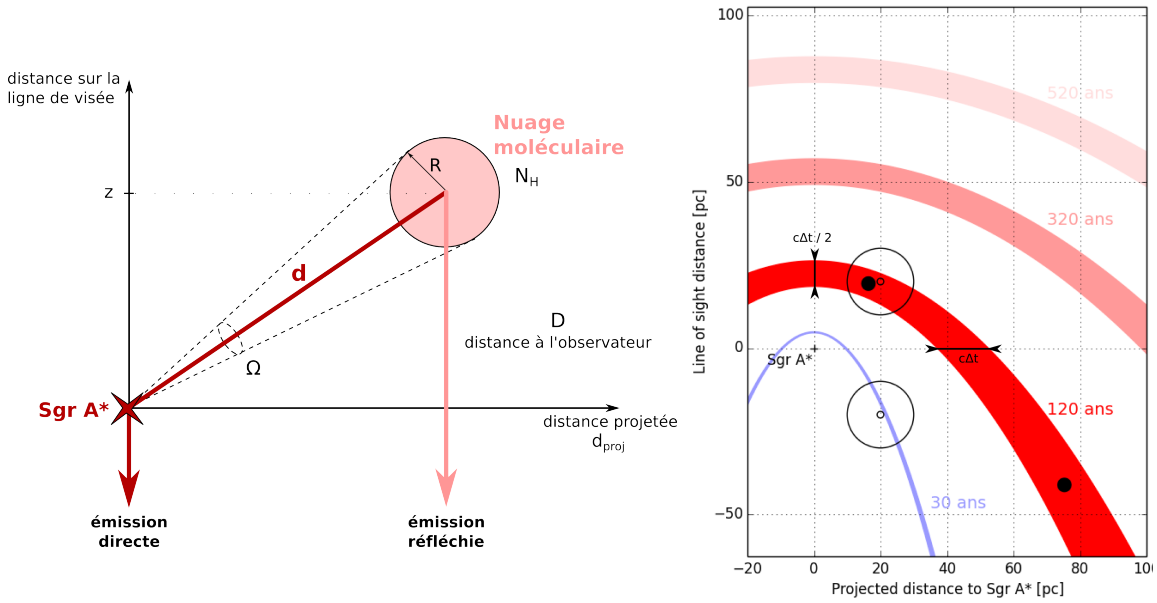


FIGURE 6.4 – (Gauche) Réflexion du rayonnement de Sgr A* sur un nuage moléculaire sphérique. L'émission réfléchie par le nuage peut être exprimée en fonction de la luminosité et de la forme spectrale de l'émission passée de Sgr A*, sous réserve de connaître les paramètres du système. d est la distance du nuage au trou noir. Elle peut s'exprimer en fonction de la distance projetée d_{proj} et de la distance le long de la ligne de visée z . La fraction d'angle solide Ω correspondant à la fraction de signal interceptée par le nuage vaut $(R/2d)^2$ où R est le rayon du nuage considéré. N_H^c est la densité de colonne du nuage et D est la distance entre les nuages au centre de la Galaxie et l'observateur, soit environ 8 kpc. (Droite) Paraboles correspondant aux régions illuminées par un événement de 2 ans s'étant terminé il y a 30 ans (bleu) et par des événements de 50 ans s'étant terminés il y a 120, 320 et 520 ans (nuances de rouge). La largeur de la parabole augmente avec l'abscisse : elle vaut $\Delta z = c\Delta t/2$ en $d_{\text{proj}} = 0$ et $\Delta d_{\text{proj}} = c\Delta t$ en $z = 0$. Les deux disques noirs représentent des nuages de 2 pc de rayon qui sont notamment utilisés dans la Figure 6.8. Ils sont tous les deux entièrement illuminés par l'événement long s'étant terminé il y a 120 ans. Les cercles noirs représentent quatre nuages se trouvant à 20 pc du trou noir en distance projetée et ayant un rayon de 1 ou 10 pc. Les courbes de lumière relatives à ces quatre configurations sont présentées à la Figure 6.7.

Cas d'un nuage optiquement épais

Dans le cas où les diffusions multiples ne peuvent pas être négligées ($N_H \gtrsim 6 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$), le spectre est plus complexe à obtenir. Pour chaque photon, il faut alors prendre en compte la probabilité de diffusion (ou d'absorption puis de fluorescence), ainsi que la direction du photon après l'interaction. Ceci doit être fait pour une succession d'interactions décrivant le parcours du photon dans le nuage. Le spectre de réflexion correspond ensuite à l'intégration des photons sortant du nuage dans la direction de l'observateur (cf. Odaka et al., 2011, pour un exemple de simulation Monte Carlo). En pratique, le spectre est davantage absorbé que dans le cas optiquement mince, et les raies de fluorescence sont accompagnées de raies satellites et d'une bosse Compton (cf. Figure 6.2, droite). Une partie du signal émis dans la raie de fluorescence du fer neutre à 6.4 keV est donc ré-émise à plus basse énergie (en raison des processus de diffusion ou de fluorescence d'atomes plus légers), ou complètement absorbée par effet Auger. Ainsi, pour des densités très élevées, l'équation (6.7) n'est plus valide et l'intensité de la raie de fluorescence est d'autant plus faible que la densité du nuage est élevée.

6.2 Propagation du signal

En théorie, le flux dans la raie Fe K α ainsi que le signal dans le continu permettent donc de quantifier précisément la luminosité des événements de réflexion mais cela suppose de connaître précisément les paramètres du nuage qui les reflète. D'autre part, le trajet parcouru par le rayonnement réfléchi est plus long que le trajet direct de la lumière jusqu'à nous (cf. Figure 6.4). Ceci se traduit par un retard de l'émission réfléchie par rapport à l'émission directe et c'est cette propriété qui nous permet d'étudier l'émission passée de la source.

6.2.1 Retard de l'émission réfléchie et parabole de l'événement

En pratique, les nuages considérés dans notre étude se trouvent dans les régions centrales de la Galaxie, proches de Sgr A*, et il est donc raisonnable de considérer que la distance $D \sim 8$ kpc entre le trou noir et l'observateur est très grande par rapport à la distance entre les nuages et Sgr A*.

Considérons le cas général d'un nuage réfléchissant le rayonnement en provenance de Sgr A*, tel qu'illustré par la Figure 6.4 (gauche). Le retard t de l'émission réfléchie par rapport à l'émission directe est donné par $ct = d + z$, où c est la célérité de la lumière dans le vide, d la distance entre le nuage et la source et z la position du nuage le long de la ligne de visée. Ce dernier paramètre peut être positif, comme sur la Figure 6.4, ou négatif si le nuage est situé en avant du trou noir par rapport à l'observateur. La distance d peut également s'exprimer en fonction de z et de la distance projetée d_{proj} calculée à partir des coordonnées Galactiques. Tous les nuages diffusant l'émission du trou noir avec un retard t sont donc situés sur la surface d'un paraboloïde défini par l'équation (6.14),

$$z(t) = \frac{1}{2} \left(ct - \frac{d_{\text{proj}}^2}{ct} \right). \quad (6.14)$$

Autrement dit, les isochrones peuvent être facilement représentées dans le plan indiquant la distribution de matière le long de la ligne de visée, en fonction de la distance projetée de chaque nuage au trou noir : ce sont alors des paraboles (cf. Figure 6.4, droite). Considérons un événement passé du trou noir d'une durée Δt et s'étant terminé il y a t années. Dans le plan de coordonnées (z, d_{proj}) , cet événement est délimité par les deux paraboles $z(t)$ et $z(t + \Delta t)$, c'est-à-dire que tous les nuages entre ces deux paraboles sont illuminés par l'événement en question alors que les nuages sous la première parabole ne sont plus illuminés et que les nuages au-delà de la seconde parabole ne sont pas encore illuminés. Un exemple d'événement ainsi que son évolution au cours du temps sont représentés sur la Figure 6.6 (colonne de gauche).

6.2.2 Variations du signal réfléchi au cours de temps

Dans la section précédente, nous avons vu qu'à un temps t donné, un événement passé du trou noir peut être représenté dans le plan de coordonnées (z, d_{proj}) . Il s'agit d'une région entre les paraboles correspondant au début et à la fin de l'émission. Par la suite, nous parlons de « la parabole » de l'événement pour faire référence à cette région illuminée.

Dans la mesure où l'émission en provenance de Sgr A* n'est pas constante au cours du temps, l'émission liée au processus de réflexion varie au fur et à mesure que le signal se propage dans l'espace en s'éloignant de la source centrale. Il est donc possible de calculer la vitesse de propagation attendue

dans le plan du ciel pour une distance z fixée,

$$\dot{d}_{\text{proj}} = c + \frac{(ct - d_{\text{proj}})^2}{2t d_{\text{proj}}}. \quad (6.15)$$

La vitesse de propagation apparente est donc égale à la vitesse de la lumière si le nuage est en $z = 0$, et supérieure à la vitesse de la lumière s'il est en avant ou en arrière du plan du trou noir. Cette caractéristique est une signature forte des phénomènes de réflexion et nous y ferons référence en termes de propagation apparente superluminique. Il est également possible de calculer la vitesse de propagation du signal le long de la ligne de visée pour une position d_{proj} fixée,

$$\dot{z} = c - \frac{z}{t} = \frac{c}{2} + \frac{d_{\text{proj}}^2}{2ct^2}. \quad (6.16)$$

Cette vitesse peut également atteindre des valeurs superluminiques, notamment si le nuage est en avant du plan de Sgr A*, et diminue à mesure que z augmente, avec une valeur seuil de $c/2$ relative à l'aller-retour que doit effectuer le rayonnement pour nous parvenir si le nuage est situé derrière le plan de Sgr A*.

Ainsi, si la distribution de matière le long de la ligne de visée est connue, il est facile de prévoir la propagation du signal de réflexion dans les régions internes de la Galaxie. Afin de modéliser le phénomène de réflexion et de comprendre les variations observées au centre de notre Galaxie, j'ai créé un outil python permettant de simuler la propagation de différents événements à l'intérieur d'une distribution de matière préalablement choisie.

Modèle de propagation du signal de réflexion

Afin de comprendre les variations de l'émission réfléchie observées en projection dans le plan du ciel, il est nécessaire de modéliser le phénomène en trois dimensions, et notamment le long de la ligne de visée. J'ai donc choisi de représenter les événements simultanément en coordonnées galactiques (l, b) dans le plan du ciel (cf. Figure 6.6, colonne de droite) et dans le plan de coordonnées (z, d_{proj}) . Ce second plan correspond à une sorte de vue de dessus de la Galaxie (cf. Figure 6.6, colonne de gauche) où l'axe z est la ligne de visée et d_{proj} est la distance projetée, c'est-à-dire la distance entre la structure considérée et le trou noir central, telle qu'elle est mesurée dans le plan du ciel.

Nous considérons ensuite deux types d'objets : les nuages et les événements. Chaque nuage est défini comme un ellipsoïde de densité homogène, à une position (l, b, z) donnée et est donc représenté par une ellipse dans chacun des deux plans décrits ci-dessus. La position et l'extension du nuage le long de la ligne de visée peuvent être, soit fixées, soit calculées en fonction d'un retard et d'une durée d'illumination choisis. Les événements sont, eux, décrits par deux paraboles dans le plan (z, d_{proj}) , comme expliqué à la Section 6.2.1. L'âge t , correspondant à la différence de temps entre fin de l'événement et l'observation, ainsi que la durée Δt de l'événement, permettent d'identifier les nuages qui se trouvent dans la zone d'illumination, c'est-à-dire les nuages dont une partie au moins se situe entre les deux paraboles de l'événement. Une fois définies, ces zones de réflexion servent à calculer l'intensité du signal en chaque point et à projeter le signal dans le plan du ciel. Comme expliqué à la Section 6.1.4, l'intensité du signal est inversement proportionnelle au carré de la distance entre le nuage et Sgr A*, et elle est proportionnelle à la densité de colonne éclairée (directement mesurable en termes d'épaisseur illuminée le long de la ligne de visée puisque les nuages utilisés dans le modèle sont homogènes). Ainsi, mon programme permet de définir une distribution de matière, de fixer une

durée d'événement à l'origine de l'illumination des nuages en question et de regarder les variations attendues dans le plan de ciel en faisant varier l'âge t de l'événement. Néanmoins, l'absorption du rayonnement par les nuages moléculaires et la matière interstellaire est entièrement négligée dans mon modèle.

Exemple d'application : l'anneau de Molinari

Les variations obtenues dans le plan du ciel sont rarement intuitives mais certaines tendances peuvent cependant être mises en évidence. Afin de fournir un exemple concret de variations possibles, j'ai utilisé le modèle 3D de la zone moléculaire centrale fourni par Molinari et al. (2011). En utilisant les paramètres de l'anneau incurvé décrit à la Section 2.2.2, j'ai distribué, le long de la ligne de visée, des nuages préalablement sélectionnés sur la carte de N_H déduite des observations *Herschel* (cf. Figure 6.5). J'ai ensuite choisi d'étudier la propagation d'un événement d'une durée de 50 ans dans cette distribution de matière, et de regarder les variations résultantes dans le plan du ciel pendant les 1000 années suivant la fin de l'événement. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.6 ; la colonne de gauche montre les régions couvertes par l'événement au cours du temps tandis que l'illumination correspondante, telle qu'elle serait vue dans le plan du ciel, est montrée dans la colonne de droite. L'analyse des variations permet de mettre en avant certaines tendances :

- La carte du ciel seule ne permet pas de prévoir la chronologie précise avec laquelle les nuages vont s'éclairer. En particulier, un nuage proche de Sgr A* en projection mais situé derrière le plan du trou noir sera illuminé après un nuage d'apparence plus éloigné mais se trouvant devant le plan du trou noir.
- Dans chaque nuage, la propagation du signal tend à se faire dans la direction opposée à Sgr A*. Néanmoins, si le nuage présente une certaine extension le long de la ligne de visée, il existe un intervalle dans lequel l'angle d'orientation du nuage selon cette même ligne permet de montrer une propagation dans le sens inverse. Cet intervalle se situe entre la ligne de visée et la tangente à la parabole à la position du nuage considérée. Il est donc très réduit pour les nuages en avant du trou noir et plus facile à obtenir pour des nuages en arrière du trou noir.
- La brillance de surface du signal réfléchi diminue avec le temps. Ceci est dû au fait que, au fur et à mesure que le temps passe, les nuages illuminés sont globalement de plus en plus loin du trou noir. Ceci n'est pas vrai pour tous les nuages puisque, d'une part, les nuages très en avant du trou noir peuvent être illuminés très peu de temps après le début de l'événement, même s'ils sont à une distance importante du trou noir et, d'autre part, parce que les variations de densité d'un nuage à l'autre peuvent masquer cette tendance générale. Par ailleurs, les effets d'absorption, liés à la distance parcourue par le rayonnement avant d'atteindre le nuage (négligés dans cette simulation), tendent également à diminuer la brillance de surface des nuages les plus distants.
- Le modèle proposé par Molinari et al. (2011) prédit une très faible fraction de matière illuminée par un événement à un temps donné.

Extraction de courbes de lumières

En pratique, nous disposons d'observations régulières de l'émission dans la raie du fer depuis le début des années 2000. Il est donc possible de contraindre le profil des courbes de lumière d'une partie des nuages présents au centre de la Galaxie. Ces courbes sont le résultat de la convolution de la courbe de lumière de l'activité passée de Sgr A* avec la distribution de matière des nuages. Afin de rendre

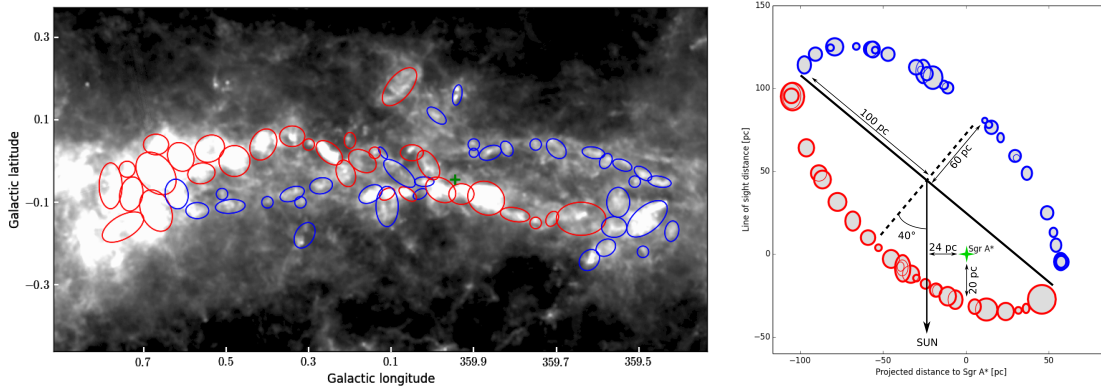


FIGURE 6.5 – Distribution de matière créée à partir du modèle proposé par Molinari et al. (2011) pour rendre compte de la dynamique de la zone moléculaire centrale. (*Gauche*) Carte de N_H du centre Galactique réalisée à partir des cartes de l’instrument SPIRE à bord du satellite *Herschel*. Les régions les plus denses (blanc) semblent distribuées le long d’un signe ∞ de 200 pc de long. Les ellipses identifient les nuages que j’ai choisis pour simuler la propagation du signal dans les régions internes de la Galaxie. Elles soulignent la morphologie de l’anneau et leur couleur rend compte de la dynamique générale autour de Sgr A* (croix verte), les nuages qui s’éloignent sont en rouge, ceux qui s’approchent en bleu. (*Droite*) Diagramme présentant la position des nuages sélectionnés le long de la ligne de visée. La matière dessine un anneau dont la forme incurvée en 3D permet d’expliquer la distribution de matière observée sur la carte de gauche (code couleur identique). Le modèle suppose que Sgr A* se situe 24 pc à l’ouest du centre de l’ellipse et environ 20 pc derrière les nuages 50 km/s et 20 km/s. Ce schéma est à rapprocher de celui présenté à la Figure 2.6 (droite).

compte des différents profils de courbes de lumière pouvant résulter de cette convolution, j’ai utilisé le programme décrit précédemment pour simuler la propagation d’événements de durées différentes, à l’intérieur de distributions de matière variées. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.7.

Si le nuage considéré est relativement petit par rapport à la taille ($c\Delta t$) de l’événement, alors la courbe de lumière du nuage est très semblable à celle du rayonnement incident. Néanmoins, si le nuage présente une extension importante le long de la ligne de visée, alors la courbe de lumière initiale est significativement modifiée par sa convolution avec le nuage. Les échelles de temps des courbes de lumière résultantes sont alors plus longues. Ces exemples montrent également que l’équation (6.11) prédisant le flux des nuages en fonction de la luminosité du rayonnement incident n’est valide que dans le cas où les nuages sont entièrement illuminés, ce qui n’est pas vérifié si l’événement est très court ou si le nuage est relativement étendu le long de la ligne de visée (cf. Figure 6.7). Ainsi, extraire des informations sur l’événement à l’origine de l’illumination sans connaissance préalable des propriétés du nuages n’est a priori pas trivial.

6.3 Contraindre l’activité passée de Sgr A* grâce aux observations

Nous avons présenté toutes les considérations théoriques permettant de caractériser les processus de réflexion et nous nous intéressons maintenant à leur application, c’est-à-dire à la mise en œuvre de diagnostics sûrs pour contraindre l’activité passée du trou noir supermassif central. Nous avons expliqué que, sous réserve de connaître les paramètres des nuages, c’est-à-dire leur position le long de la ligne de visée ainsi que leur extension et leur densité, une mesure du flux dans la raie Fe K α permet de donner une estimation de la luminosité du trou noir (cf. Section 6.1.4) à une date donnée

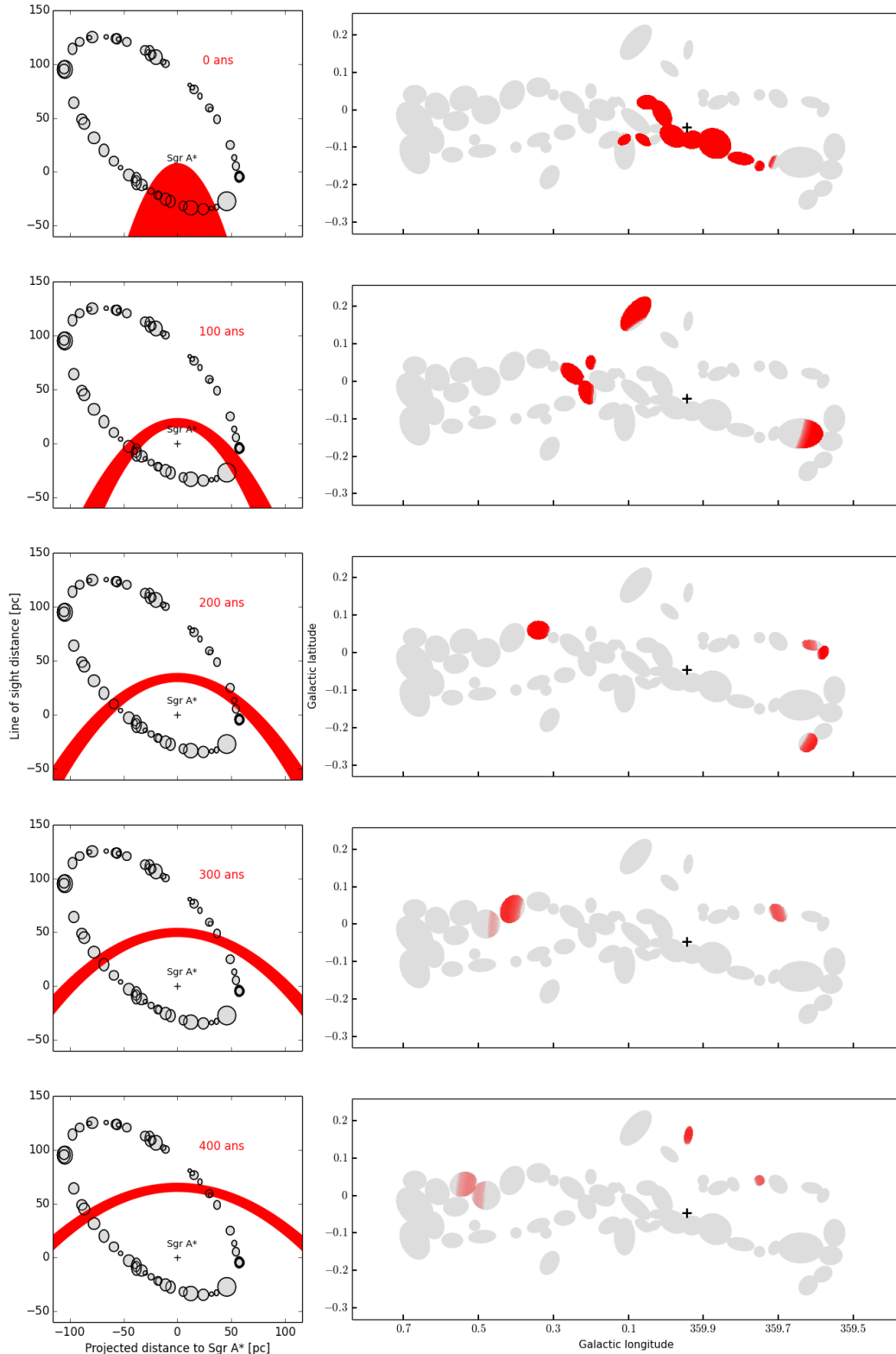


FIGURE 6.6 – Simulation des variations liées à la réflexion au centre Galactique, en faisant l'hypothèse que toute la matière est distribuée selon l'anneau proposé par Molinari et al. (2011). La colonne de gauche montre la propagation d'un événement de 50 ans (en rouge) pour dix périodes données (allant de 0 à 900 ans après la fin de l'événement) au sein d'un anneau de matière (en gris).

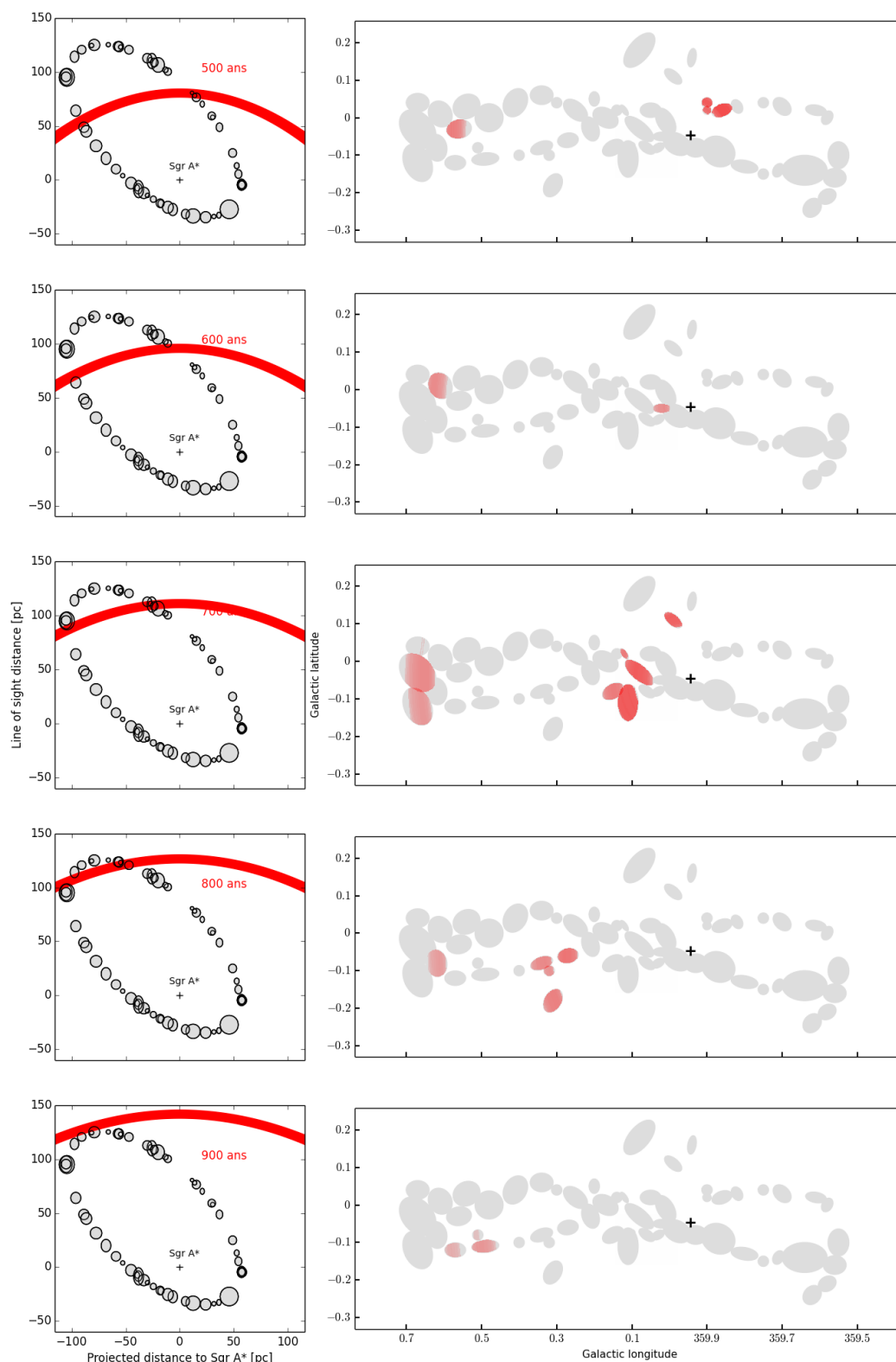


FIGURE 6.6 – Simulation des variations liées à la réflexion au centre Galactique (suite). La colonne de droite montre la distribution de matière dans le plan de ciel (en gris), ainsi que les régions réfléchissant l'événement considéré (en rouge). Les nuances de rouge rendent compte de l'intensité du signal réfléchi.

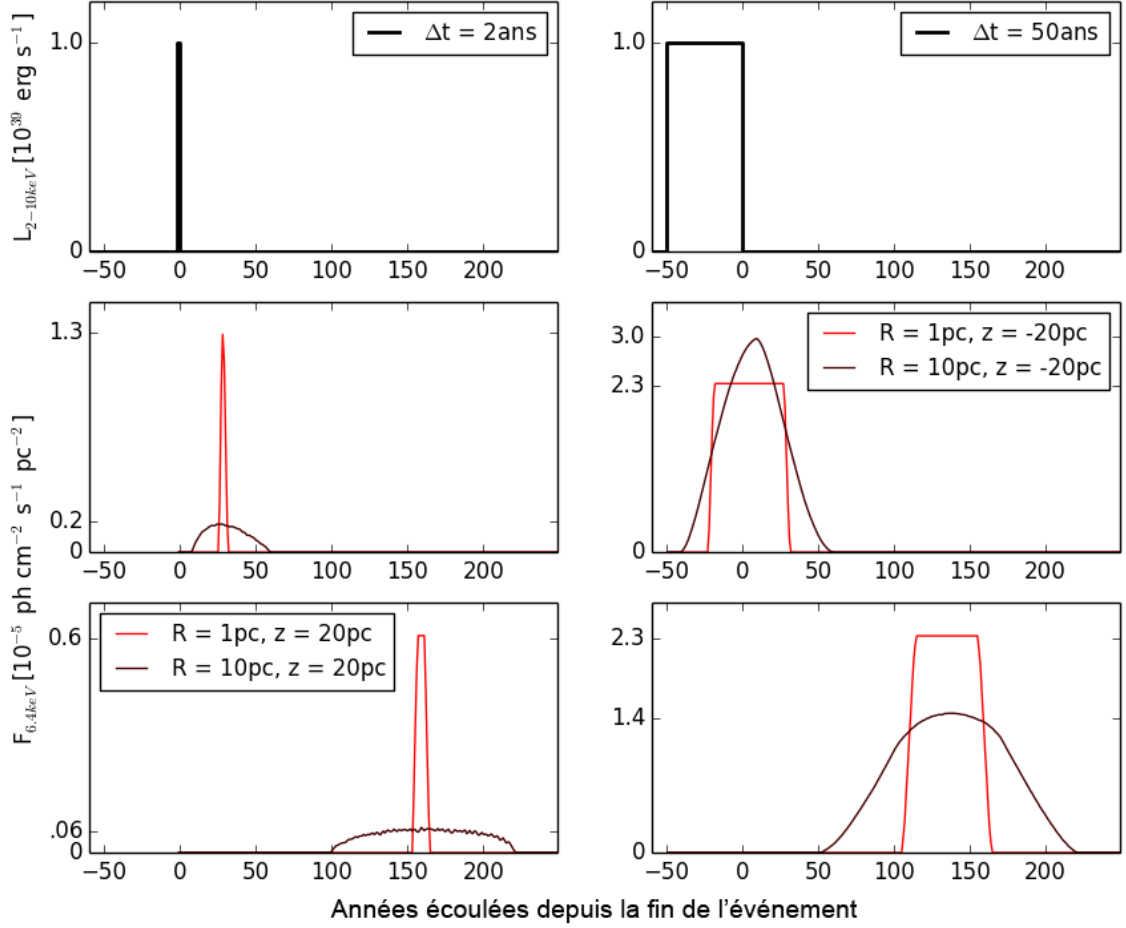


FIGURE 6.7 – Courbes de lumière créées à partir de deux événements de durées différentes : un événement court de 2 ans (colonne de gauche) et un événement long de 50 ans (colonne de droite), pour différentes configurations de nuages. L'échelle de temps indique le nombre d'années écoulées depuis la fin de l'événement considéré. Les brillances de surface à 6.4 keV ont été calculées en considérant des nuages homogènes de différentes tailles mais de même densité $n_{\text{H}}^{\text{c}} = 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$; ces nuages sont situés à 20 pc de Sgr A* en distance projetée, et à environ 28 pc en distance absolue, tel qu'indiqué sur la Figure 6.4 (droite). (*Haut*) Courbes de lumière des deux événements considérés. (*Centre*) Courbes de lumières créées par les événements court (à gauche) et long (à droite) pour deux nuages placés 20 pc en avant du plan de Sgr A*, mais de tailles différentes : les courbes rouge et brune correspondent respectivement à des nuages de 1 pc et 10 pc de rayon. (*Bas*) Courbes de lumière des deux mêmes nuages mais placés ici 20 pc à l'arrière du plan de Sgr A*. Notons que la brillance de surface maximale théorique de ces deux nuages peut être calculée par l'équation (6.11). Elle vaut $F_{6.4\text{keV}} \sim 2.3 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ pc}^{-2}$ pour le nuage le plus petit, et 10 fois plus pour l'autre. Cette luminosité est atteinte uniquement si le nuage est entièrement illuminé, ce qui est le cas du petit nuage éclairé par l'événement de 50 ans. Dans tous les autres cas, la luminosité dépend directement de la fraction du nuage illuminée. Enfin, lorsque le nuage est significativement plus grand que la taille caractéristique de l'événement, ce dernier sonde les régions internes du nuage et la courbe de lumière du nuage est donc significativement différente de celle de l'événement.

(cf. Section 6.2.1). En théorie, la reconstruction de la courbe de lumière correspondant à l'activité passée de Sgr A* est donc possible mais repose sur une connaissance précise de la distribution de matière au centre de notre Galaxie. Or, cette distribution est mal connue. Cette section s'intéresse donc aux contraintes que nous pouvons obtenir sur cette distribution de matière d'abord, puis aux diagnostics dont nous disposons pour nous affranchir en partie des informations qui nous manquent.

6.3.1 Contraindre les paramètres des nuages

Les informations dont nous disposons proviennent principalement des relevés millimétriques et sub-millimétriques. Ils fournissent des cubes de données renseignant, pour chaque point du ciel, la température d'antenne correspondant à une transition moléculaire donnée ainsi que la vitesse du nuage en question par rapport au repère LSR (Local Standard Rest). Ces données nous donnent des renseignements sur la cohérence des structures visibles dans le plan du ciel, ainsi que sur la densité des différentes structures. Nous résumons ci-dessous les principaux éléments développés à la Section 2.2.

Densité des nuages moléculaires

Les observations radio et infrarouges permettent respectivement de mesurer l'intensité des raies moléculaires et de calculer la température de la poussière au centre de la Galaxie. Sous certaines conditions de densité et d'uniformité de la métallicité des différentes structures, ces paramètres sont proportionnels à la densité de matière intégrée le long de la ligne de visée. Il existe ainsi des facteurs de conversion pour quelques molécules telles que le CS (Tsuboi et al., 1999a). Néanmoins, ils dépendent à la fois de la température d'excitation et de l'abondance des molécules dans les nuages considérés, et ces deux grandeurs sont mal connues. Par ailleurs, pour les nuages ayant une densité élevée, les raies moléculaires peuvent être en partie (ou totalement) absorbées par la matière. Cet effet n'est pas facilement quantifiable mais peut conduire à une sous-estimation de la densité de colonne des nuages correspondants.

Enfin, le calcul précis de l'intensité de la raie de fluorescence du fer résultant de l'illumination par un événement passé de Sgr A* dépend de la quantité de matière vue par le rayonnement (intégrée le long du trajet de la lumière) et cette dernière peut être significativement différente de la densité de colonne intégrée le long de la ligne de visée. La connaissance de la densité de colonne réellement vue par le rayonnement repose sur une modélisation précise de la distribution de matière et n'est pas facilement accessible. A défaut, nous utilisons donc la densité de colonne comme densité de référence.

Position des nuages moléculaires le long de la ligne de visée

Il n'existe à ce jour aucune mesure de la distance absolue des nuages moléculaires le long de la ligne de visée. En se basant sur certaines hypothèses, il est néanmoins possible d'obtenir une estimation partielle de la distribution spatiale des nuages moléculaires au centre de la Galaxie.

La plupart des modèles de distribution proposés, ainsi que la mesure de parallaxe réalisée par Reid et al. (2009) pour le nuage Sgr B2, reposent sur des hypothèses concernant la dynamique de la zone moléculaire centrale. La dynamique globale des nuages au centre de la Galaxie peut être imaginée à partir des vitesses des structures moléculaires données par les relevés millimétriques et sub-millimétriques, et de la connaissance de structures à plus grande échelle, telles que la barre galactique et les orbites stellaires x_1 et x_2 (cf. Figure 2.1, droite). Plusieurs tentatives ont donné des résultats relativement différents pour la position des nuages les plus massifs (par exemple, Sofue, 1995; Tsuboi

et al., 1999a; Nakanishi & Sofue, 2003; Molinari et al., 2011). Ces modèles rendent compte d'une tendance générale mais ne sont pas en mesure de fournir une position précise pour tous les nuages pris individuellement. Le modèle le plus récent a été utilisé à la Section 6.2.2.

La Galaxie étant vue par la tranche, l'absorption du signal continu présent au centre de la Galaxie est un diagnostic pertinent pour estimer la position des nuages le long de la ligne de visée. Néanmoins, il repose sur une modélisation de répartition de l'émission au centre de la Galaxie et suppose qu'il n'y ait pas plusieurs nuages le long de la ligne de visée. Il a été mis en œuvre à la fois avec des données moléculaires (en comparant l'absorption de la transition OH par rapport à la transition CO non absorbée, Sawada et al., 2004), et avec les données en rayons X (en ajustant la quantité d'émission thermique absorbée par les nuages en supposant une distribution du plasma, Ryu et al., 2013).

Il est également possible d'utiliser l'anisotropie du signal de réflexion pour obtenir des informations sur la position des nuages le long de la ligne de visée (équation 6.13, Capelli et al., 2012). Cette estimation repose sur une mesure précise de la largeur équivalente des raies de fluorescence. Or, cette dernière dépend également d'autres facteurs tels que la métallicité des nuages ou la présence d'autres structures moléculaires avant ou après la zone de réflexion étudiée.

D'une manière générale, les différents diagnostics pour estimer la position des nuages le long de la ligne de visée donnent des indications relativement fiables pour justifier une position devant ou derrière le plan du trou noir. Néanmoins, les incertitudes concernant leur position exacte sont importantes, puisque les différentes méthodes utilisées donnent des résultats différents voire contradictoires.

6.3.2 Contraindre la luminosité de Sagittarius A*

Sans connaître précisément les paramètres des nuages illuminés, il est néanmoins possible de déterminer certaines caractéristiques de l'événement illuminant un nuage donné. En particulier, dans le cas d'un nuage optiquement mince, la luminosité de l'événement se réfléchissant dans le nuage est proportionnelle au flux mesuré dans la raie de fluorescence du fer neutre et varie selon d^2/N_H^c , où d est la distance du nuage au trou noir. Supposons que la densité de colonne N_H^c du nuage soit connue, et considérons la courbe donnant la luminosité de Sgr A* nécessaire pour illuminer le nuage en fonction de l'âge de l'événement (l'âge de l'événement dépend directement de la position du nuage le long de la ligne de visée, cf. équation 6.14). Cette luminosité est minimale lorsque le nuage se situe dans le plan du trou noir, c'est-à-dire lorsque d est égale à la distance projetée (cf. Figure 6.8). Sans connaître la position du nuage le long de la ligne de visée, il est donc possible de mettre une limite inférieure à la luminosité de l'événement qui l'illumine. Si la densité du nuage n'est pas connue, la considération précédente reste vraie, puisqu'à partir d'un certain N_H , le nuage devient optiquement épais et la luminosité nécessaire ne peut donc pas diminuer indéfiniment (cf. Section 6.1.4).

Est-il également possible de contraindre la durée de l'événement en observant les variations d'un nuage pendant une période donnée ? Cette question est plus délicate puisque la courbe de lumière observée est une convolution entre la courbe de lumière du signal incident et la structure du nuage (cf. Figure 6.7), également inconnue. Sans hypothèse supplémentaire, il est possible de déterminer une limite supérieure à la durée de l'événement uniquement si la courbe de lumière montre à la fois une croissance et une décroissance dues au début et à la fin de l'événement, respectivement.

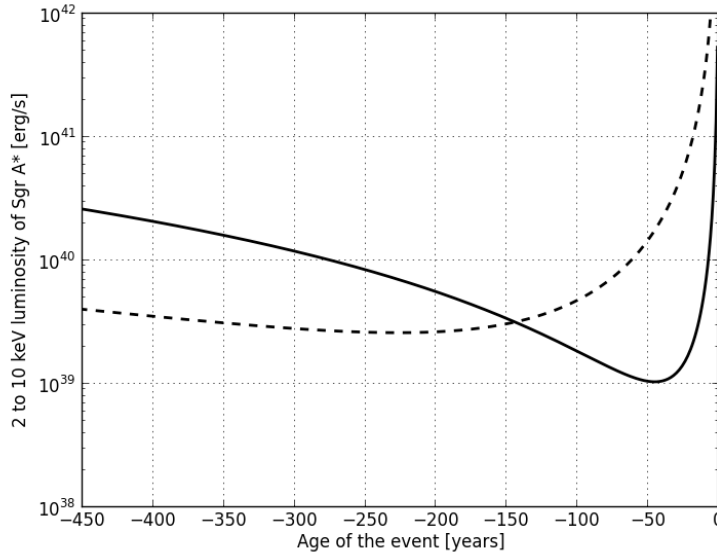


FIGURE 6.8 – Contraintes théoriques sur la courbe de lumière passée de Sgr A*. Les deux courbes représentent la contrainte en luminosité des événements illuminant deux nuages distincts en fonction de leur âge (ou de la position des nuages le long de la ligne de visée). J’ai fait l’hypothèse que les deux nuages étaient sphériques, que leur rayon valait 1 pc, que leur densité de colonne était égale à 10^{23} cm^{-2} et qu’ils étaient tout deux entièrement illuminés par les événements considérés. Le nuage correspondant à la courbe continue se situe à 15 pc de Sgr A* en distance projetée et son flux dans la raie du fer vaut $6 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L’événement illuminant ce premier nuage a une luminosité supérieure à $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ et cette limite inférieure est atteinte lorsque le nuage est dans le plan du trou noir, c’est-à-dire pour un événement s’étant terminé il y a environ 50 ans. S’il est derrière (devant), l’événement est plus brillant et plus ancien (respectivement plus récent). Le nuage correspondant à la courbe en pointillés se situe à 75 pc du trou noir en distance projetée et son flux dans la raie du fer est dix fois inférieur au premier. La courbe passe cette fois par un minimum autour de $2.5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ pour un événement d’environ 230 ans. Si les deux nuages sont illuminés par un seul et unique événement, le point d’intersection des deux courbes donne les caractéristiques de cet événement. La configuration correspondante est illustrée sur la Figure 6.4 (droite).

6.3.3 Combiner les informations obtenues pour différents nuages

Les nuages pris individuellement permettent uniquement de fournir la luminosité minimale requise et, dans certains cas, la durée maximale de l’événement. En revanche, combiner les informations récoltées sur les différents nuages est un moyen d’obtenir une estimation de la durée totale des événements brillants dans le dernier millénaire, ainsi qu’une contrainte sur le nombre d’événements.

Comme évoqué à la section précédente, si deux nuages de densité connue sont illuminés par le même événement au même instant (et donc par la même luminosité), nous pouvons contraindre à la fois la luminosité de l’événement et la position des nuages le long de la ligne de visée, c’est-à-dire l’âge de l’événement (cf. Figure 6.8). S’il s’agit d’un événement long et de luminosité constante, le flux dans la raie du fer à 6.4 keV, couplée à la densité de chacun des nuages, donne une indication solide de la position relative des nuages le long de la ligne de visée. En effet, un flux élevé dans la raie Fe K α sera le résultat d’un N_H élevé et/ou d’une position proche du trou noir, et inversement. Enfin, pour un événement court, le simple fait que les nuages soient illuminés par le même événement permet de contraindre la position des nuages le long de la même parabole et donc de connaître leur position relative, même si ni leur densité ni l’âge de l’événement ne sont connus.

Comment savoir si deux nuages sont illuminés par le même événement ? Cela peut être une hypothèse de travail comme supposé par Ponti et al. (2010) pour démontrer que les variations vues avec *XMM-Newton* jusqu'en 2009 étaient toujours compatibles avec l'illumination par un événement unique se propageant dans les régions internes de la Galaxie. Une étude fine des variations peut également mettre en avant des simultanités de comportements ou des corrélations dans les courbes de lumière, l'une comme l'autre étant une indication forte que les nuages considérés réfléchissent le même signal incident. J'ai mené cette analyse sur une région proche du trou noir, appelée le complexe Sgr A. Les résultats de cette étude sont présentés au Chapitre 7.

Enfin, une vue générale de l'illumination des régions centrales de la Galaxie peut permettre d'estimer la fraction de matière illuminée à une date donnée. Cette dernière dépend de la distribution de matière au centre de la Galaxie, ainsi que de l'âge et, surtout, de la durée totale des événements lumineux passés de Sgr A*. Les observations *XMM* obtenues par notre groupe et couvrant l'ensemble de la zone moléculaire centrale permettent donc d'inférer le taux d'activité passé de Sgr A*. Nous détaillons l'analyse correspondante menée par notre groupe au Chapitre 8.

6.4 Résumé

Dans ce chapitre, nous avons présenté les processus radiatifs relatifs au phénomène de réflexion d'un rayonnement X sur des nuages moléculaires distants. Ils produisent un spectre caractérisé par un fort signal dans la raie de fluorescence du fer neutre et une émission continue associée, liée aux processus de diffusion. Ces deux composantes du spectre peuvent être utilisées pour identifier les processus de réflexion et contraindre l'intensité et le spectre du rayonnement incident. Par ailleurs, la disposition du nuage par rapport à la source permet de dater l'événement à l'origine de l'émission réfléchie et de prédire la variabilité liée à la propagation du signal à l'intérieur du nuage.

Nous utilisons les outils développés dans ce chapitre pour étudier l'activité passée de Sgr A* se reflétant dans les nuages de la zone moléculaire centrale. Dans ce cas précis, la principale difficulté vient du fait que les paramètres de densité, de structure et de position de ces nuages sont mal connus. Nous avons néanmoins montré qu'une étude détaillée des variations observables au centre Galactique peut permettre de décrire un certain nombre d'informations quant à l'activité passée du trou noir supermassif. Les considérations développées ici justifient l'étude à petite échelle, présentée au Chapitre 7, visant à obtenir des informations sur la structure fine de l'illumination du complexe Sgr A, ainsi que l'étude globale de la zone moléculaire centrale, présentée au Chapitre 8, visant à augmenter le nombre de contraintes disponibles. L'interprétation de ces résultats utilise directement l'ensemble des diagnostics établis dans ce chapitre pour reconstruire l'activité passée de Sgr A* et est présentée au Chapitre 9.

CHAPITRE 7

Echos de deux événements dans le complexe Sgr A

Sommaire

7.1	Le complexe Sgr A	132
7.1.1	Vue générale des trente parsecs centraux	132
7.1.2	Comparaison des données <i>Chandra</i> avec les études précédentes	136
7.1.3	Motivations pour une caractérisation à plus petite échelle	140
7.2	Mise en évidence de deux comportements distincts	142
7.2.1	Le Bridge : une variation importante sur un temps très court	143
7.2.2	MC1 : des variations linéaires sur des échelles de temps plus longues	146
7.3	Analyse systématique des variations du complexe Sgr A	147
7.3.1	Présentation des données sous forme d'images	148
7.3.2	Caractérisation de deux types de variation distincts	149
7.3.3	Indications en faveur d'une propagation du signal	151
7.4	Résumé : une vue schématique des variations	153

Que Sgr A* ait eu un niveau d'activité plus élevé dans le passé semble manifeste. Néanmoins, la structure temporelle précise de son activité n'est pas évidente à déterminer. L'objectif du travail présenté dans ce chapitre est d'étudier les variations de la raie de fluorescence Fe K α et de l'émission continue associée (dans la bande d'énergie 4–8 keV), pour une région clef située entre Sgr A* et l'Arc Radio. Cette région, appelée « complexe Sgr A », contient en effet les variations les plus importantes détectées actuellement. Nous tirons avantage de la haute résolution angulaire de l'observatoire *Chandra* afin de mettre en évidence la structure fine des variations de l'illumination des nuages correspondants. La plupart des résultats présentés dans ce chapitre ont été publiés dans Clavel et al. (2013).

Les observations utilisées et la réduction des données ont été détaillées à la Section 3.1.2. Nous présentons dans ce chapitre l'analyse des variations. Celle-ci est divisée en trois parties en fonction de l'échelle spatiale considérée et de la bande en énergie utilisée. La Section 7.1 décrit le complexe Sgr A, à l'aide notamment de la carte de l'émission à 6.4 keV réalisée grâce aux données *Chandra* et les travaux précédant notre étude. Cette première partie présente et valide la méthode d'analyse spectrale que nous

avons choisie en caractérisant les variations à l'échelle des nuages. Une carte RVB présentant l'émission à trois périodes différentes localise l'émission non thermique et donne également un aperçu général des variations fines observables dans la région. La Section 7.2 présente les variations de l'émission $\text{Fe K}\alpha$ de deux nuages ayant des comportements temporels très différents. La Section 7.3 présente l'analyse systématique des variations à l'intérieur du complexe Sgr A dans la bande 4–8 keV sur de petites échelles spatiales. Elle donne la distribution spatiale des deux comportements temporels distincts détectés dans le complexe. L'origine possible des différences temporelles observées dans les variations est quant à elle discutée au Chapitre 9.

7.1 Le complexe Sgr A

La région moléculaire Sgr A est une région à la fois dense et très proche du trou noir ; c'est également dans ce complexe que les variations les plus rapides ont été détectées (Ponti et al., 2010). Cela en fait une région particulièrement intéressante pour notre étude puisque, étant dans le champ de vue d'une observation standard de Sgr A*, elle a été régulièrement observée par les satellites *Chandra* et *XMM-Newton* depuis leur lancement en 1999. Ceci nous permet de caractériser les variations avec une très bonne résolution temporelle sur les dix dernières années. Afin de suivre l'écho de l'activité passée de Sgr A* dans cette région spécifique, nous avons obtenu une observation dédiée de 160 ks, réalisée avec l'observatoire *Chandra* en juillet 2011. L'objectif était de combiner cette nouvelle observation avec toutes les données d'archives disponibles pour cette région (cf. Section 3.1.2) afin de valider et de compléter le scénario de l'activité passée de Sgr A* établi par notre groupe (Ponti et al., 2010). Dans cette section, nous présentons une vue générale de la région centrale dans le but d'identifier les nuages émettant dans la raie de fluorescence $\text{Fe K}\alpha$ à 6.4 keV et de valider le scénario précédent, en produisant une analyse des variations à l'échelle des nuages qui les reflètent.

7.1.1 Vue générale des trente parsecs centraux

Sgr A est la région de la zone moléculaire centrale la plus proche de Sgr A* en projection. Elle est constituée de nombreux nuages de densités variables et dont la structure et la dynamique sont relativement complexes. La Figure 7.1 (haut) présente une vue de la région par le traceur moléculaire N_2H^+ . Cette carte met en avant les structures moléculaires les plus intenses en chaque point du ciel. De part et d'autre du trou noir se trouvent deux nuages très massifs nommés 50 km/s et 20 km/s, en raison des bandes de vitesses respectives dans lesquelles ils sont détectés (cf. Section 2.1.2). Le reste de la matière se situe principalement à l'est Galactique, entre Sgr A* et l'Arc Radio (structure verticale visible à des fréquences à partir de 330 MHz et jusqu'à 40 GHz, à environ 0.15° en longitude Galactique, cf. Figure 2.4). Cette région précise constitue le complexe Sgr A et correspond à l'intersection du signe ∞ proposé par Molinari et al. (2011) pour modéliser la structure de la zone moléculaire centrale (cf. Figure 6.5).

Notre étude s'intéresse aux traces du passé récent de Sgr A* et donc à la composante de réflexion du signal, mise en évidence par une émission importante à 6.4 keV. Afin de visualiser la distribution de l'émission du fer neutre $\text{Fe K}\alpha$ à l'intérieur du complexe Sgr A, j'ai construit une carte regroupant toutes les données *Chandra* disponibles de 1999 à 2011. Le temps d'exposition disponible pour l'année 2002 est très important et les données acquises cette année là tendent donc à dominer la mosaïque en flux (cf. Table 3.2). Afin d'obtenir une exposition comparable pour toutes les années, nous avons

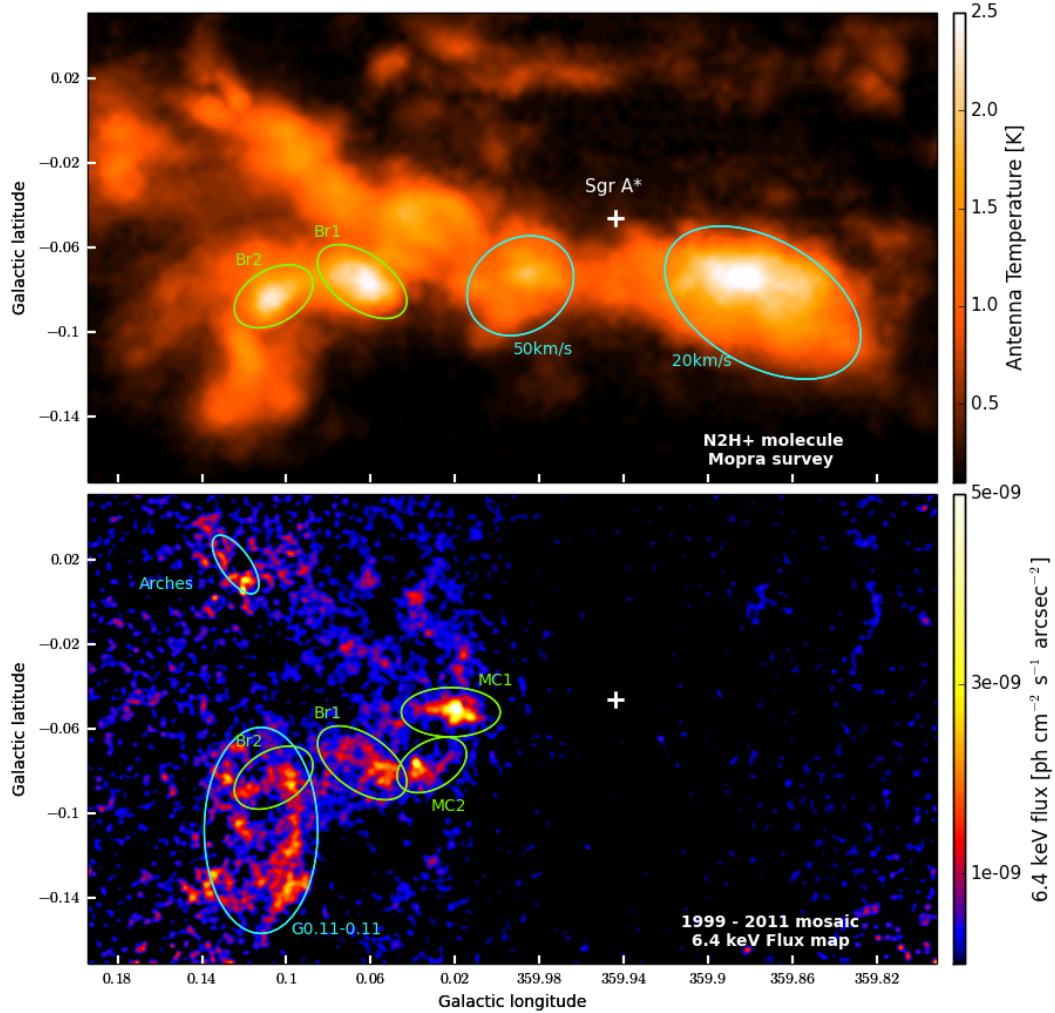


FIGURE 7.1 – (*Haut*) Carte correspondant au maximum d'émission de la molécule N_2H^+ , transition $J=1-0$, construite à partir des données Mopra (relevé de la zone moléculaire centrale, Jones et al., 2012). L'ensemble de la région présente une grande quantité de matière et les cœurs les plus brillants sont notamment identifiés par des ellipses. Il s'agit des deux sous-nuages de la structure du Bridge, Br1 et Br2 et des deux nuages 20 km/s et 50 km/s. (*Bas*) Carte en flux de l'émission $\text{Fe K}\alpha$ à 6.4 keV, réalisée à partir des données *Chandra* et soustraite du continu. La mosaïque regroupe les observations de 1999 à 2011 et a été lissée à l'aide d'un noyau gaussien de 4 arcsec (parmi les observations de l'année 2002, seule l'observation 3392 a été conservée, afin de garder une couverture temporelle aussi uniforme que possible). L'émission de la région est principalement distribuée à l'intérieur de cinq structures distinctes appelées MC1, MC2, Br1, Br2 et G0.11–0.11, mais des structures émettant plus faiblement sont également visibles. La région des Arches n'est pas suffisamment exposée pour permettre une analyse *Chandra*. Notons également que les nuages 20 km/s et 50 km/s n'émettent aucun signal significatif à 6.4 keV.

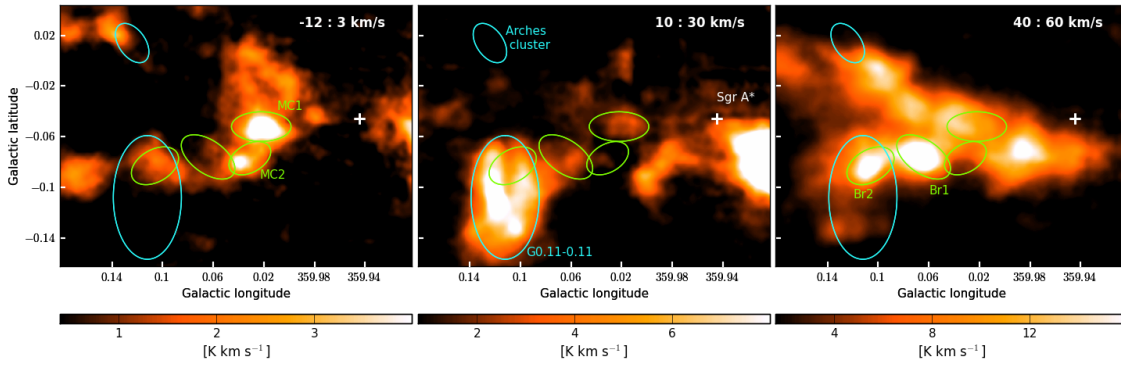


FIGURE 7.2 – Trois cartes correspondant à la transition $J=1-0$ de la molécule N_2H^+ obtenues grâce aux données du relevé Mopra de la zone moléculaire centrale (Jones et al., 2012). Les images ont été intégrées sur différents intervalles de vitesse afin de mettre en évidence les structures cohérentes. Les régions identifiées dans la carte à 6.4 keV ont été superposées à ces cartes : elles apparaissent dans trois bandes de vitesse différentes. Le nuage moléculaire associé à l’amas des Arches apparaît dans une quatrième bande de vitesse, autour de -25 km s^{-1} , non représentée ici (cf. Section 8.2).

donc décidé de garder uniquement l’observation 3392 pour l’année 2002. Ceci nous permet de déterminer proprement toutes les régions ayant émis, au moins partiellement, entre 1999 et 2011. Les régions brillantes à l’intérieur du complexe Sgr A (MC1, MC2, Br1, Br2 et G0.11–0.11), ainsi que la région correspondant à l’amas des Arches (cf. Section 8.2) sont identifiées par des ellipses dans la Figure 7.1 (bas). La nomenclature des nuages est similaire à celle utilisée par Ponti et al. (2010, cf. Figure 7.3), à l’exception de la région du Bridge qui est maintenant divisée en deux nuages : Br1 et Br2. Outre ces régions brillantes, un niveau d’émission plus faible est visible, il est principalement constitué de deux gros filaments s’étendant depuis MC1, l’un vers le nord et l’autre vers l’amas des Arches. Un troisième filament encore plus faible, s’étendant au sud de MC2 et Br1, semble également présent. A partir de cette carte, il est clair qu’une fraction significative de la région a été illuminée pendant au moins une partie de la dernière décennie, même si les deux nuages 50 km/s et 20 km/s n’ont, eux, aucune contrepartie en rayons X.

Corrélation de l’émission X avec les structures moléculaires

En suivant la méthode de Ponti et al. (2010), j’ai utilisé les données de raies moléculaires pour identifier les régions émettant en rayons X et corrélées avec des structures moléculaires cohérentes. La molécule N_2H^+ est un excellent traceur des nuages denses et froids ; c’est également elle qui est le mieux corrélée avec la distribution d’émission X vue dans le complexe Sgr A. Cette corrélation n’est pas vraiment évidente sur la carte du pic d’émission présentée à la Figure 7.1. C’est pourquoi nous avons utilisé le cube de données correspondant à la transition $J=1-0$ du N_2H^+ pour créer les trois cartes présentées à la Figure 7.2, en intégrant le signal de la molécule N_2H^+ sur différentes bandes de vitesse permettant d’identifier les principaux nuages illuminés. Les données sont issues du relevé de la zone moléculaire centrale réalisé avec Mopra (Jones et al., 2012), et ont une résolution angulaire de 40 arcsec.

Les régions de Sgr A identifiées sur la carte *Chandra* de la raie $Fe K\alpha$ sont clairement visibles dans les cartes Mopra mais dans différentes bandes de vitesse. Les nuages MC1 et MC2 sont visibles autour de -10 km s^{-1} . Pour ces deux nuages, la carte N_2H^+ et la mosaïque des données X entre

1999 et 2011 (Figure 7.1, bas) montrent des structures très similaires, avec notamment un cœur dense au sud-est de la région MC2 et relié à MC1 par une structure fine. Le nuage G0.11–0.11 est visible autour de $+20 \text{ km s}^{-1}$ et l'émission N_2H^+ met en évidence deux structures verticales allongées qui sont également visibles dans la carte des données X intégrées entre 1999 et 2011. Les deux parties de la région du Bridge, Br1 et Br2, sont visibles autour de $+50 \text{ km s}^{-1}$. À partir des données des raies moléculaires, nous pouvons conclure qu'il y a trois structures cohérentes distinctes. Leur position sur la ligne de visée et leur densité de colonne respectives ne peuvent pas être déduites de ces cartes (cf. Section 2.2); elles seront discutées avec les différentes interprétations relatives à l'origine de la réflexion X dans ces structures à la Section 9.3.

Les études précédentes

Quatre études se sont déjà intéressées à la région du complexe Sgr A avec l'objectif de contraindre l'émission passée de Sgr A*. Nous allons résumer les résultats de chacune d'entre elles dans l'ordre chronologique. La première étude a été réalisée avec des données *Chandra* (observations en 2002, 2004 et 2005, Munro et al., 2007). Elle a mis en évidence des variations dans les structures correspondant aux nuages MC1 et MC2, en utilisant les cartes de l'émission entre 4 et 8 keV. Les variations dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ n'étaient alors pas significatives. Deux régions très proches montrant des variations opposées avaient amené les auteurs à conclure qu'un événement court, de l'ordre de 2–3 ans, et relativement intense, $L_{2-10\text{keV}} \sim 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, se propageait dans ces structures filamenteuses. La seconde étude est une analyse spectrale de la région du complexe Sgr A réalisée à l'aide des données du satellite japonais *Suzaku* (Nobukawa et al., 2010). Elle a permis la découverte des raies $\text{K}\alpha$ correspondant à des éléments plus légers que le nickel et le fer déjà détectés, à savoir le manganèse, le chrome, le calcium et l'argon (cf. Table 6.1). L'étude des caractéristiques précises de ces raies semble favoriser une irradiation par une source unique, probablement Sgr A*, comme origine de l'émission.

Les deux études les plus récentes utilisent les données du satellite *XMM-Newton* pour mettre en évidence les variations dans la région (observations en 2002, 2004, 2007, 2008 et 2009, Ponti et al., 2010; Capelli et al., 2012). La Figure 7.3 montre les régions étudiées par Ponti et al. (2010), superposées à la mosaïque que nous avons réalisée en combinant toutes les données *XMM* disponibles de 2000 à 2012 (cf. Table 3.3). Comme sur la carte *Chandra*, la majeure partie de l'émission à 6.4 keV se situe dans le complexe Sgr A, tandis que les nuages 20 km/s et 50 km/s ne présentent pas d'émission visible dans cette raie. L'analyse spectrale des régions brillantes a montré que leur émission était compatible avec une composante de réflexion. D'autre part, l'étude des variations à l'échelle des nuages a permis de mettre en évidence une augmentation du signal dans la région du Bridge, une diminution dans la structure G0.11–0.11 et une émission constante dans MC1 et MC2. Certaines des courbes de lumière publiées dans Ponti et al. (2010) seront comparées aux données *Chandra* dans la Section 7.1.2 (Figures 7.6 et 7.7). Le résultat majeur de cette étude a été la mise en évidence d'une propagation apparente superluminique du signal dans la région du Bridge, de l'ouest vers l'est Galactique. Cette particularité prouve que les variations observées ne sont pas liées à des variations physiques de l'émission mais à leur projection sur des structures moléculaires distantes. Ceci est donc la première preuve que la source responsable de l'émission se situe à l'extérieur des nuages (Sunyaev & Churazov, 1998). De plus, toute l'émission détectée dans le complexe Sgr A ainsi que dans Sgr B2 reste compatible avec l'illumination par un seul événement passé émanant de Sgr A*. Dans ce cas, l'événement est long (quelques centaines d'années), intense (environ $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$) et s'est terminé il y a environ un siècle. La parabole d'un tel événement ainsi que la distribution de matière déduite de ce scénario sont présentées sur la Figure 7.4. L'étude menée par Capelli et al. (2012) sur des régions

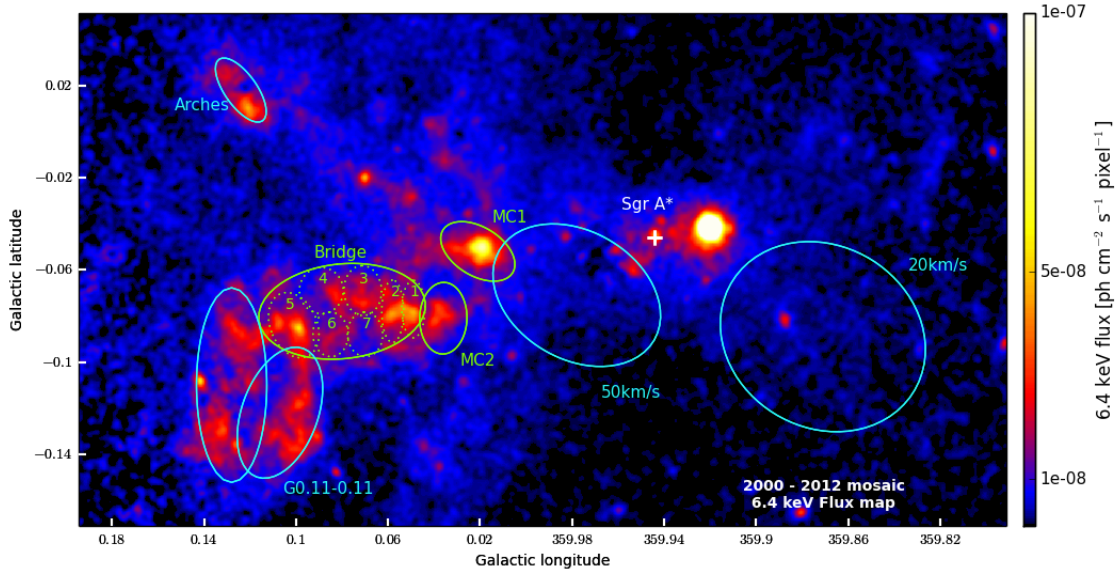


FIGURE 7.3 – Carte en flux de l’émission $\text{Fe K}\alpha$ à 6.4 keV, réalisée à partir des données *XMM* et soustraite du continu. La mosaïque regroupe les observations de 2000 à 2012 et a été lissée à l’aide d’un noyau gaussien de 10 arcsec. Les régions étudiées par Ponti et al. (2010) sont indiquées par des ellipses, et les courbes de lumière produites dans les régions indiquées en vert sont présentées aux Figures 7.6 et 7.7. La région des Arches, également indiquée ici, sera étudiée plus en détail à la Section 8.2. La soustraction du continu réalisée ne permet pas de supprimer la contribution de plusieurs binaires dont AX J1745.6–2901, la plus brillante, située environ 1.4 arcmin à l’ouest de Sgr A*.

semblables a mis en avant les mêmes variations (excepté pour MC2 dont l’émission est significativement décroissante dans cette seconde étude), mais l’interprétation des variations en termes d’activité passée du trou noir est néanmoins très différente. Elle utilise une distribution différente des nuages le long de la ligne de visée, déterminée par l’intermédiaire de la largeur équivalente de la raie d’émission à 6.4 keV (cf. équation 6.13). Les auteurs reconstruisent ainsi une partie de la courbe de lumière du trou noir de ces 150 dernières années, pendant lesquelles la luminosité de Sgr A* ne dépasse pas, selon eux, $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$.

Dans un premier temps nous nous intéressons à la caractérisation des variations grâce à l’analyse des données *Chandra* et puis nous discutons, dans le Chapitre 9, des différentes interprétations quant à l’origine de l’émission.

7.1.2 Comparaison des données *Chandra* avec les études précédentes

Les données *Chandra* ont une meilleure résolution angulaire que les données *XMM* mais ne possèdent malheureusement pas la même surface efficace. Ainsi, nous n’avons pas jugé pertinent de reproduire une analyse spectrale complète, telle qu’elle a été faite avec les observations *XMM-Newton* (Ponti et al., 2010; Capelli et al., 2012). En revanche, l’utilisation d’un modèle spectral simple et contraignant, permettant d’extraire le flux de la raie $\text{K}\alpha$ du fer neutre pour des spectres présentant peu de statistiques, s’avère crucial pour exploiter au mieux la haute résolution angulaire de nos données. La réduction des données *Chandra* a été présentée à la Section 3.1.2. Nous présentons ici le modèle

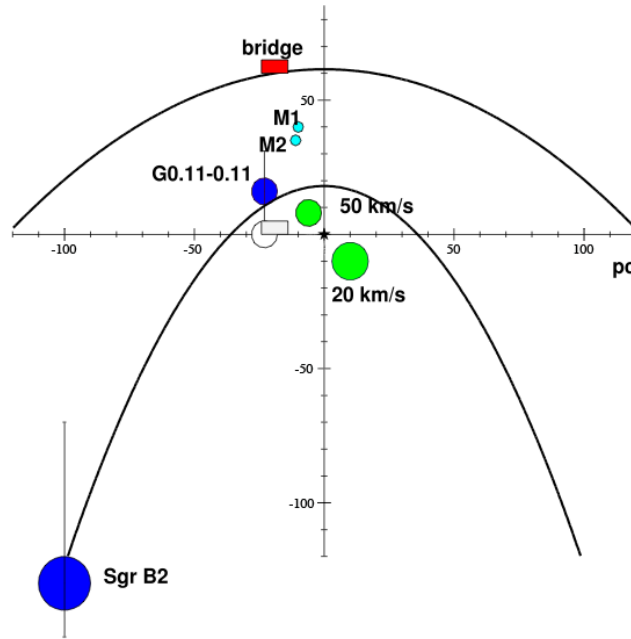


FIGURE 7.4 – Graphique présentant une vue de dessus des régions centrales de la Galaxie. La position de Sgr A* est renseignée par l'étoile noire au centre de l'image. Le plan Galactique est représenté par l'axe horizontal et la ligne de visée par l'axe vertical. La couleur des nuages renseigne la tendance des variations de leur émission à 6.4 keV : croissante (rouge), constante (cyan), décroissante (bleu) ou une absence d'émission dans la raie Fe K α (vert). Sgr B2 est placé devant le plan du trou noir, en accord avec la position déterminée par Reid et al. (2009). Les positions des autres nuages ont été déduites de celle de Sgr B2 en supposant qu'ils étaient tous illuminés par un seul et même événement de luminosité constante (cf. Section 6.3.3). La parabole délimitant le début de l'événement est en train d'atteindre la structure de Bridge et correspond à un signal émis il y a environ 400 ans, tandis que la parabole traçant la fin de l'événement est en train de quitter Sgr B2 et G0.11–0.11 et correspond à un signal émis il y a environ 100 ans. Ce scénario ainsi que la figure sont issus de Ponti et al. (2010).

spectral que nous avons choisi pour l'analyse du complexe Sgr A, ainsi que la méthode d'ajustement permettant de construire les courbes de lumière. La comparaison de nos résultats avec les courbes de lumière produites par les études précédentes nous a permis de valider notre modèle et notre méthode d'analyse.

Modèle spectral et ajustement des données *Chandra*

L'ensemble des données *Chandra* utilisées dans cette analyse est résumé dans la Table 3.2. Afin de contraindre la variabilité de la raie Fe K α , nous cherchons à étudier la forme spectrale de l'émission en l'ajustant avec un modèle simple. Pour cela, les spectres doivent avoir une statistique suffisante. J'ai donc regroupé les différents pointés selon l'année d'observation et restreint l'analyse spectrale aux neuf années suivantes : 2000, 2002, 2004, 2005, 2006, 2008, 2009, 2010 et 2011.

Je me suis ensuite basée sur les analyses spectrales réalisées avec les données *XMM* (Ponti et al., 2010; Capelli et al., 2012) et *Suzaku* (Koyama et al., 2007; Nobukawa et al., 2010) afin de choisir un modèle et une bande d'énergie pertinents pour notre analyse. Les études précédentes ont montré que, dans la bande d'énergie 2–10 keV, le spectre du complexe Sgr A est compatible avec un spectre

de réflexion superposé à une composante thermique pouvant être modélisée par deux plasmas de températures 1 et 6.5 keV (Muno et al., 2004). J'ai choisi de restreindre l'analyse spectrale à la bande d'énergie 4–7.1 keV dans laquelle la composante de réflexion est maximale (cf. Figure 6.3), tandis que la contribution du plasma froid est réduite. De plus, l'intervalle considéré ne contient aucune raie instrumentale, l'estimation du fond choisie (cf. Section 3.1.2) y est donc pertinente.

Le modèle le plus simple s'ajustant à nos données est constitué d'une raie d'émission Fe K α gaussienne additionnée à une composante diffusée en loi de puissance et à une émission thermique caractérisée par un plasma à 6.5 keV (cf. Figure 7.5 pour un exemple de spectres extraits dans la région du Bridge). En toute rigueur, la composante diffusée est en partie absorbée à basse énergie. Néanmoins, la faible statistique des spectres et la bande d'énergie choisie ne permettent pas de déterminer simultanément et précisément l'indice de photon de la loi de puissance et la densité de colonne l'absorbant. C'est pourquoi j'ai décidé d'utiliser une loi de puissance simple pour modéliser l'émission du continu, même si la valeur de son indice n'a de ce fait pas de signification physique. J'ai donc ajusté les données spectrales entre 4 et 7.1 keV avec le modèle Xspec suivant,

$$\text{GAUSSIAN} + \text{POWERLAW} + \text{APEC}. \quad (7.1)$$

GAUSSIAN modélise l'émission de la raie de fluorescence Fe K α , elle est définie par trois paramètres : son énergie, sa largeur et son flux en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. POWERLAW modélise l'émission du continu, elle est définie par son indice de photon et sa normalisation à 1 keV, exprimée en photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$. APEC modélise le plasma chaud, il est défini par sa température, sa normalisation en cm^{-5} , ainsi que par la métallicité du milieu qui, sauf mention contraire, sera fixée aux valeurs solaires.

Afin que l'ajustement du modèle soit le plus stable possible, j'ai cherché à réduire le nombre de paramètres libres. Pour ce faire, j'ai d'abord identifié les paramètres constants dans le temps ou dans l'espace. La composante thermique possède une distribution spatiale qui n'est pas précisément connue. En revanche nous savons que son émission peut être considérée comme constante. J'ai donc fixé la température du plasma à 6.5 keV (Koyama et al., 2007) puis, pour chaque région, j'ai utilisé une normalisation unique ajustée sur l'ensemble des années. Par ailleurs, la résolution des spectres que nous étudions ne permet pas de mettre en évidence de modification physique concernant la largeur ou l'énergie de la raie de fluorescence. Ainsi, les variations détectables de ces deux paramètres sont uniquement liées à la calibration des observations. Pour une année d'observation donnée, la largeur et l'énergie de la raie du fer seront considérées comme identiques pour toutes les régions étudiées. Pour chaque année, j'ai donc fixé ces paramètres aux valeurs préalablement ajustées sur les spectres extraits de la région du Bridge.

Le signal de réflexion est donc la seule composante de l'émission qui peut varier au cours du temps, induisant ainsi des variations corrélées de la raie Fe K α et de la loi de puissance (le continu). Afin de caractériser ces variations, pour chaque région j'ai ajusté simultanément les $9 \times 3 + 1$ paramètres restant libres sur les neuf ans de couverture spectrale. Les paramètres libres sont la normalisation du plasma chaud et, pour chacune des neuf années, l'amplitude de la raie du fer, l'indice et la normalisation de la composante continue. L'ajustement a été réalisé en utilisant une statistique du χ^2 avec une variance de Gehrels (Gehrels, 1986). L'ensemble des ajustements ont produit des χ^2 réduits de l'ordre de un, permettant de construire des courbes de lumière du flux contenu dans la raie du fer pour différentes régions (cf. Figures 7.6 et 7.7, puis Section 7.2). Les erreurs sur les flux sont données par l'intervalle de confiance de l'ajustement à 1σ .

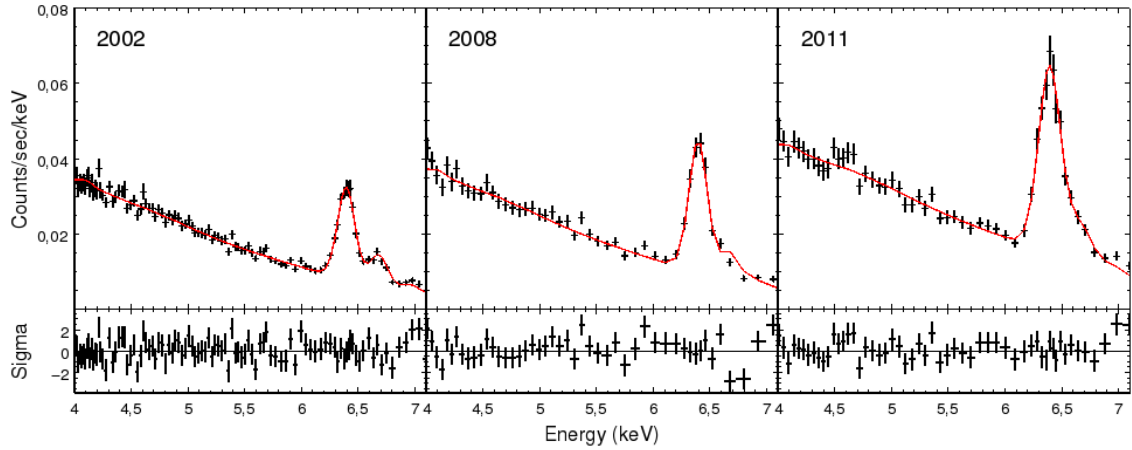


FIGURE 7.5 – Les spectres du Bridge et les ajustements correspondants pour les années 2002 (aucune illumination forte n’est vue dans le Bridge), 2008 (l’illumination commence dans la région la plus à l’ouest, B1 sur la Figure 7.3) et 2011 (l’illumination atteint la région à l’est du Bridge, B5). Le flux de la raie Fe K α croît significativement au fil des années.

TABLE 7.1 – Paramètres spectraux obtenus^a pour la région du Bridge en 2002, 2008 et 2011.

Paramètres	unités	2002	2008	2011
Fe K α – normalisation	$10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	3.8 ± 0.1	6.0 ± 0.3	$8.5^{+0.2}_{-0.3}$
Continu ^b – indice de photon	—	0.5 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.0 ± 0.1
Continu ^b – normalisation	$10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$	3.3 ± 0.1	4.3 ± 0.2	5.6 ± 0.2

^a Les neuf spectres correspondant aux neuf années d’observation ont été ajustés simultanément ($\chi^2_{\text{gehrels}} / \text{d.d.l.} = 1148 / 1395$), donnant pour chaque année le flux de la raie Fe K α , l’indice de photon du continu et sa normalisation. Pour cette région, la normalisation du plasma à 6.5 keV vaut $(1.83 \pm 0.08) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$. Les autres paramètres ont été fixés tel qu’indiqué dans la Section 7.1.2.

^b L’émission du continu est modélisée par une loi de puissance simple. L’interprétation physique de ses paramètres est donc ambiguë.

Variations temporelles à l’échelle des nuages et comparaison avec les études précédentes

La raie d’émission du fer neutre K α des nuages moléculaires est fortement variable dans les régions internes de la Galaxie, ce qui prouve qu’une part importante de l’émission diffuse est due au phénomène de réflexion. Etudier ces variations est donc crucial pour contraindre l’événement à l’origine de l’illumination. La tendance générale de ces variations a déjà été caractérisée sur certaines structures en considérant des échelles de l’ordre de la minute d’arc (Ponti et al., 2010; Capelli et al., 2012), et il nous a semblé nécessaire de reproduire ces résultats avec les données *Chandra*, afin de valider notre méthode d’analyse. Pour cette première étape de mon travail, j’ai donc utilisé les régions définies par Ponti et al. (2010) et représentées sur la Figure 7.3.

Des exemples de spectres et les ajustements correspondants obtenus pour la région du Bridge sont présentés sur la Figure 7.5. Ces trois courbes correspondent à trois périodes spécifiques (2002, 2008 et 2011), mettant en avant l’illumination progressive de la structure moléculaire. Les neuf spectres de la région entière du Bridge ont été ajustés simultanément, comme expliqué précédemment. Les valeurs obtenues correspondant aux trois spectres présentés à la Figure 7.5 sont indiquées dans la Table 7.1. Les courbes de lumière complètes obtenues pour le Bridge (et pour ses sept sous-régions définies sur la Figure 7.3) sont présentées sur la Figure 7.6. J’ai superposé les valeurs obtenues par Ponti et al. (2010) à ces courbes afin de permettre une comparaison directe. Ainsi, pour les années

concernées, les résultats des ajustements sont parfaitement compatibles avec l'analyse *XMM*¹ et ce, pour toutes les régions. Notre nouvelle caractérisation spectrale ajoute également trois points supplémentaires (2000, 2010 et 2011) aux courbes de lumière correspondant au flux de la raie Fe K α des différentes régions, augmentant de ce fait la signification statistique des variations. A l'échelle des nuages étudiés (quelques minutes d'arc), le flux de la raie Fe K α dans le Bridge a significativement augmenté (la régression linéaire est 20σ plus pertinente que l'ajustement constant). De plus, nous rapportons l'illumination de la région B5 en 2011, confirmant la propagation du signal le long du Bridge telle que l'avait prédite Ponti et al. (2010), ainsi qu'un début de décroissance du flux des régions B1 et B3, indiquant pour la première fois que l'événement est relativement bref.

Les courbes de lumière complètes obtenues pour les nuages MC1 et MC2 sont présentées sur la Figure 7.7. Le flux de la raie Fe K α dans le nuage MC2 a clairement diminué (6.8σ), ce qui confirme la tendance suggérée par Capelli et al. (2012). L'émission totale du nuage MC1 ne montre pas de variation significative (2.7σ et tombe à 1.8σ si le point de 2000, situé 3σ en dessous de l'ajustement constant, est ignoré). En ce qui concerne le nuage G0.11–0.11, également étudié par Ponti et al. (2010), trop peu d'observations *Chandra* présentent une couverture complète de la région pour que nous puissions tirer des conclusions sur la variation de l'émission du nuage dans son ensemble (cf. Table 3.2 et Figure 7.14). Néanmoins, la tendance globalement décroissante a été caractérisée par nos analyses à plus petite échelle (cf. Section 7.3).

Ainsi, notre caractérisation des variations sur des échelles de quelques minutes d'arc reproduit et affine les variations temporelles décrites dans les travaux précédents utilisant les données *XMM*. Ceci valide notre méthode d'analyse et notamment l'usage d'un modèle simplifié pour représenter le spectre des structures moléculaires entre 4 et 7.1 keV. Nous pouvons donc utiliser ces outils sur de nouvelles régions et en particulier sur des régions plus petites.

7.1.3 Motivations pour une caractérisation à plus petite échelle

Notre analyse des structures de l'ordre de quelques minutes d'arc, présentée dans la section précédente, repose sur l'hypothèse que l'émission X est due à un unique nuage moléculaire cohérent et indépendant. Néanmoins, cette hypothèse n'est pas souvent vérifiée puisque différentes structures peuvent se superposer sur la ligne de visée, comme c'est par exemple le cas pour les nuages G0.11–0.11 et Br2 (cf. Figure 7.1). De plus, de telles analyses ne peuvent pas caractériser des variations plus courtes que la taille physique des régions considérées (à savoir, environ huit années-lumière) et sont donc dans l'incapacité de fournir un profil précis de l'émission passée de Sgr A* dans le cas où les variations de cette dernière seraient plus rapides.

Afin de visualiser les variations de l'émission à l'intérieur de ces structures étendues, nous avons construit une carte RVB, dont les trois couleurs correspondent à trois périodes différentes entre 1999 et 2011. Cette carte, présentée à la Figure 7.8, montre que toutes les régions émettant fortement dans la raie Fe K α ont varié, le nuage MC1 y compris. Ce dernier, caractérisé comme constant par les études à plus grande échelle (cf. Section 7.1.2), est en réalité composé de sous-régions qui ont varié différemment (voir Section 7.2.2 pour une étude plus détaillée). De plus, les variations ne sont pas aléatoires. L'émission de MC1 s'est déplacée d'ouest, avant 2003, en est, après 2008. Dans MC2,

1. Les valeurs obtenues à partir des données *XMM-Newton* sont légèrement inférieures en raison de la soustraction d'un signal de fond différent dans l'analyse correspondante. Le fond est en effet mesuré à partir d'une région relativement vide dans les cartes *XMM-Newton*, mais contient tout de même du signal dans la raie Fe K α .

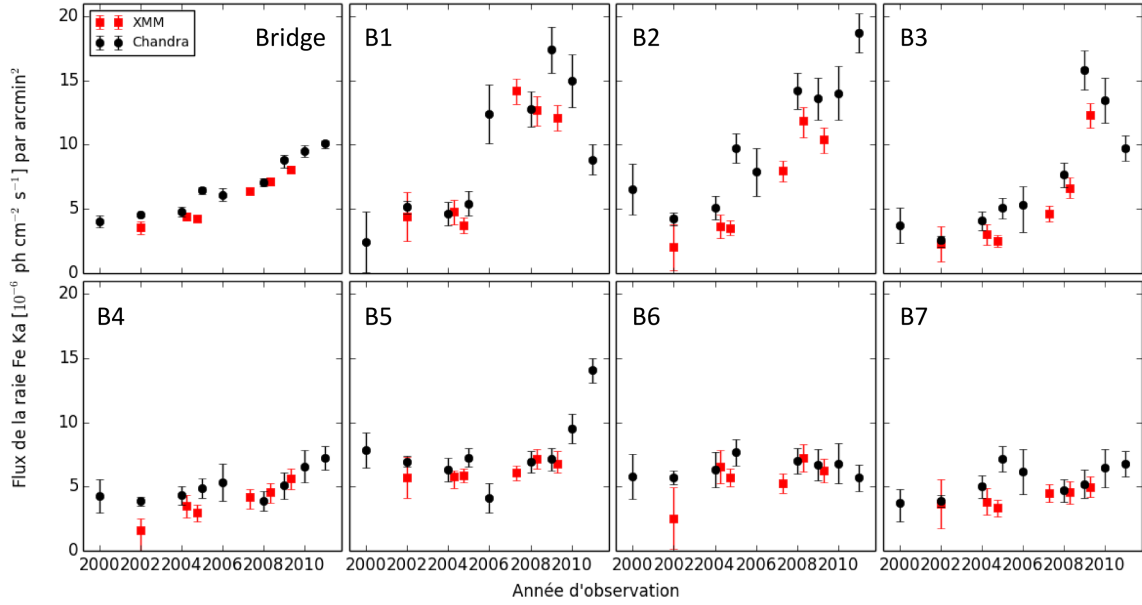


FIGURE 7.6 – Courbes de lumière construites à partir des données *Chandra* (cercles noirs) et *XMM-Newton* (carrés rouges) pour la région du Bridge. Les sous-régions présentées ici correspondent à celles définies sur la Figure 7.3. La taille des régions considérées étant variable (de 0.7 arcmin^2 pour B1 ou B2 à 8.4 arcmin^2 pour la région du Bridge dans son ensemble), j’ai décidé de normaliser les flux mesurés par rapport à la surface de la région correspondante. Les variations sont moins prononcées, avec notamment une amplitude moindre pour la région totale que pour les sous-régions prises individuellement. Ceci s’explique par un effet de moyenne croissant avec la taille de la région considérée. Les variations détectées avec *Chandra* sont compatibles avec celles déjà publiées par Ponti et al. (2010) et les points les plus récents (2010 et 2011) permettent la détection de l’écho dans la région B5.

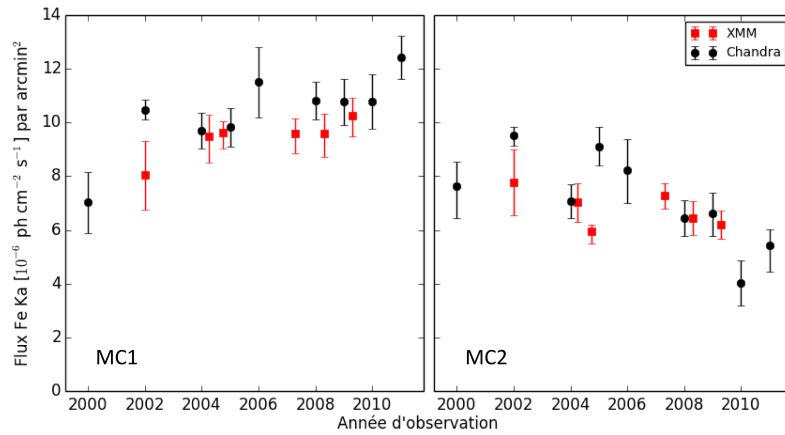


FIGURE 7.7 – Courbes de lumière construites à partir des données *Chandra* (cercles noirs) et *XMM-Newton* (carrés rouges) pour les nuages MC1 et MC2 et normalisées en fonction de la taille des régions considérées (respectivement, 2.1 et 1.8 arcmin^2). Les régions utilisées correspondent à celles définies sur la Figure 7.3. Les variations détectées avec *Chandra* sont compatibles avec celles déjà publiées par Ponti et al. (2010) ; les points les plus récents (2010 et 2011) permettent de confirmer la tendance décroissante de l’émission du nuage MC2.

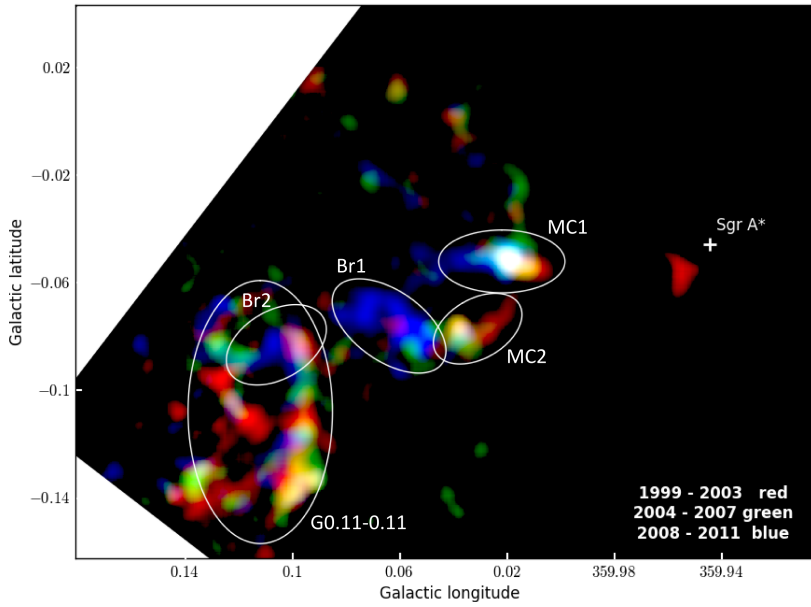


FIGURE 7.8 – Cartes en flux de la raie $\text{Fe K}\alpha$ lissées à 9 arcsec. (Rouge) Données *Chandra* de 1999 à 2003 (seule l’observation 3392 a été utilisée parmi les observations de 2002); (Vert) Mosaïque correspondant aux données de 2004 à 2007; (Bleu) Mosaïque correspondant aux données de 2008 à 2011. L’émission a fortement varié dans le complexe Sgr A, avec un déplacement global d’ouest en est dans MC1 et MC2, une illumination tardive dans Br1 et Br2, et des variations plus complexes dans G0.11–0.11. Nous supposons que l’émission de Br2 est uniquement associée à la tache bleue au centre de la région, le reste de l’émission étant majoritairement dû au nuage G0.11–0.11 sous-jacent.

le signal était majoritairement à l’ouest avant 2003 et éteint après 2008. Quant au Bridge, découpé ici en deux sous-régions Br1 et Br2, il apparaît comme une structure cohérente dont l’illumination commence entre 2008 et 2011. Les variations de G0.11–0.11 sont plus complexes puisque des sous-régions apparaissent et disparaissent durant les trois périodes considérées.

Une analyse spectrale réalisée à l’échelle des nuages masque les variations fines de l’illumination qui sont mises en évidence à la fois par les images et par les analyses spectrales à plus petite échelle (cf. Section 7.2). Ainsi, travailler à grande échelle dans le but d’obtenir des spectres avec une bonne statistique, permettant de caractériser au mieux l’émission, peut être à double tranchant. En effet, les spectres extraits sur de grandes régions incluent de fait différentes structures qui ne sont pas uniformément éclairées. *Pour cette raison, les paramètres obtenus à partir de régions étendues, tels que l’intensité de la raie du fer et sa largeur équivalente, doivent être interprétés avec prudence.* C’est pourquoi nous avons décidé de ne pas poursuivre l’analyse à grande échelle initiée avec *XMM-Newton*, mais d’utiliser plutôt la haute résolution angulaire de l’observatoire *Chandra* afin de contraindre les variations sur des échelles les plus fines possible.

7.2 Mise en évidence de deux comportements distincts

L’un des objectifs de l’analyse à plus petite échelle est de mettre en évidence la propagation du signal à l’intérieur des nuages. J’ai donc commencé l’analyse sur deux régions brillantes : la structure du Bridge, dans laquelle une illumination progressive a déjà été observée (Ponti et al., 2010), et le nuage

MC1, à l'intérieur duquel la morphologie du signal semble avoir évolué au cours du temps (cf. Figure 7.8). L'étude a été réalisée à partir des spectres de sous-régions rectangulaires de $26 \times 61 \text{ arcsec}^2$ couvrant les parties les plus brillantes des deux nuages, permettant une comparaison directe des variations observées. Les nuages moléculaires montrent tous deux des variations marquées de l'émission dans la raie de fluorescence $\text{Fe K}\alpha$, mais leur comportement temporel diffère significativement.

7.2.1 Le Bridge : une variation importante sur un temps très court

La carte RVB présentée à la Figure 7.8 donne un aperçu clair des variations se produisant dans le complexe Sgr A, à part peut-être pour la région du Bridge dont l'illumination est récente et n'apparaît donc que dans la dernière des trois périodes choisies. La Figure 7.10 fournit une représentation plus précise de l'évolution de l'émission du Bridge au cours des dernières années.

Cas particulier du filament de 2011

La Figure 7.10 confirme que la région Br2 n'était pas illuminée avant 2011. En 2011, son émission est relativement importante et concentrée dans une région très fine, sa taille physique à 8 kpc est environ $0.2 \times 1 \text{ pc}^2$, et cette structure se trouve relativement loin de Sgr A*, au moins à 23.4 pc (distance projetée dans le plan du ciel). Ces caractéristiques peuvent nous permettre de déduire des contraintes fortes quant à la luminosité nécessaire pour illuminer une telle structure. J'ai donc extrait le spectre de la région brillante repérée par le rectangle rouge sur la Figure 7.9, et j'ai utilisé la somme des spectres extraits de la même région les années précédentes pour modéliser l'émission de fond. Les deux spectres en question sont représentés sur la Figure 7.9.

Le spectre de 2011, soustrait de l'émission de fond, inclut uniquement les variations induites par la réflexion et peut donc être simplement ajusté par une composante continue en loi de puissance et une raie d'émission $\text{Fe K}\alpha$ gaussienne. Le meilleur ajustement de la raie du fer $\text{K}\alpha$ indique alors un flux de $(3.2 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\chi^2_{\text{gehrs}}/\text{d.d.l.} = 7.8/6$). En considérant que l'illumination de la région a la forme d'un filament, nous faisons l'hypothèse que sa profondeur le long de la ligne de visée n'est pas supérieure à sa largeur apparente, c'est-à-dire environ 0.2 pc. Nous supposons que sa densité de colonne se situe autour de 10^{23} cm^{-2} (en accord avec la densité de colonne totale du Bridge calculée par Ponti et al., 2010). cela signifie que la densité du filament vaudrait environ $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, ce qui est une hypothèse conservatrice². En utilisant l'équation (6.10) ainsi que les considérations développées à la Section 6.3.2, nous pouvons ensuite calculer la luminosité minimale de Sgr A* nécessaire pour illuminer la région. Si le trou noir est responsable de l'illumination du filament, sa luminosité entre 2 et 10 keV a dû être au moins de quelques $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$, soit au moins un million de fois plus brillant que sa luminosité actuelle. Cette valeur confirme la luminosité minimale de Sgr A* calculée par Ponti et al. (2010). Le filament pourrait donc refléter un événement très intense mais demeurant néanmoins significativement en dessous de la luminosité d'Eddington du trou noir (quelques $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$). De plus, la région s'éclaire en moins d'un an, ce qui implique que la luminosité de la source a augmenté brusquement d'un facteur au moins dix. Soulignons, une fois de

2. Dans l'hypothèse où seul le filament produit la densité de colonne mesurée pour le nuage du Bridge, la densité du filament est moyennée sur une région plus large, en raison de la résolution de l'instrument, et est donc sous-estimée d'un facteur six environ. Avec une telle densité, le filament est optiquement épais, ce qui d'une part limite le flux réfléchi et d'autre part signifie qu'il existe un filament isolé d'une densité 10^6 cm^{-3} , ce qui semble peu réaliste.

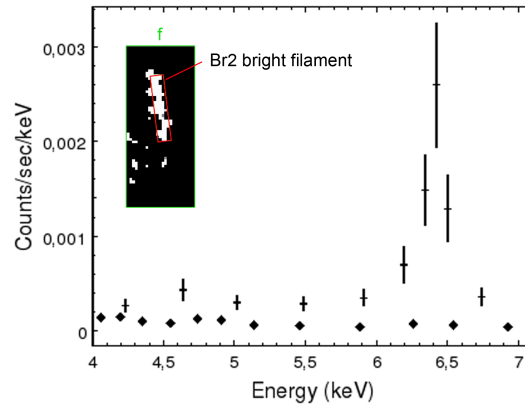


FIGURE 7.9 – Caractérisation du filament fortement illuminé à l'intérieur de Br2 en 2011. La carte du flux de la raie Fe K α dans le coin supérieur gauche est un agrandissement de la région f définie à la Figure 7.10. Ici, la carte du flux Fe K α n'a pas été lissée et montre donc les dimensions exactes de l'illumination détectée en 2011. Les deux spectres présentés sur cette figure sont extraits de la région délimitée par le rectangle rouge. Le spectre de 2011 montre une émission dans la raie Fe K α à 6.4 keV (croix), alors que le spectre intégrant les données de 2000 à 2010 (losanges) ne montre aucun excès à cette énergie. En raison d'une meilleure statistique, les barres d'erreur du spectre de la période 2000–2010 ne sont pas plus grandes que la taille des losanges. Le spectre de 2011, soustrait du spectre de 2000–2010, a été ajusté dans la bande d'énergie 4–7.1 keV ($\chi^2_{\text{gehrels}}/\text{d.d.l.} = 7.8/6$) : l'intensité de la raie Fe K α est $(3.2 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et sa largeur équivalente est supérieure à 2 keV. Cette valeur suggère une métallicité plus importante que celle anticipée, ou un spectre très dur pour le rayonnement incident.

plus, qu'une analyse avec une résolution spatiale et temporelle moins fine n'aurait pas pu caractériser un tel événement.

Propagation et décroissance rapide du signal

L'illumination brutale de Br2 confirme également la propagation du signal le long du Bridge telle qu'elle a été prédite par Ponti et al. (2010). Cependant, le scénario proposé était basé sur l'hypothèse d'un événement relativement constant sur une longue période (plusieurs siècles) et n'avait donc pas anticipé une variabilité importante de la source. Or, cette forte variabilité existe et produit des variations rapides révélées par *Chandra* dans toutes les régions, le Bridge y compris. La comparaison des images du nuage Br1 entre 2008 et 2011 (Figure 7.10) révèle en effet une illumination rapide de la région d'ouest en est jusqu'en 2010, puis une extinction rapide de la partie la plus à l'est de Br1 en 2011 (voir la courbe de lumière correspondant à la région Br1d, Figure 7.11). Nous avons réalisé une analyse spectrale pour montrer que les variations visibles dans les images sont significatives. Les flux de la raie Fe K α ont été extraits à partir des rectangles de $26 \times 61 \text{ arcsec}^2$ représentés sur la Figure 7.10 et les courbes de lumière correspondantes sont présentées sur la Figure 7.11. La structure brillante autour de $(l, b) = (0.100^\circ, -0.085^\circ)$ a été ignorée parce qu'elle subit des variations complexes, en termes de flux et de morphologie, qui sont difficiles à concilier avec les variations de l'un ou l'autre des deux nuages présents le long de la ligne de visée dans cette direction. En effet, sa position dans le plan du ciel la rend compatible à la fois avec l'un des filaments verticaux du nuage G0.11–0.11 et avec le cœur du nuage Br2. Il est donc possible que l'illumination détectée soit la superposition d'une émission décroissante liée au signal de réflexion de G0.11–0.11 et d'une variation rapide liée à celui du Bridge.

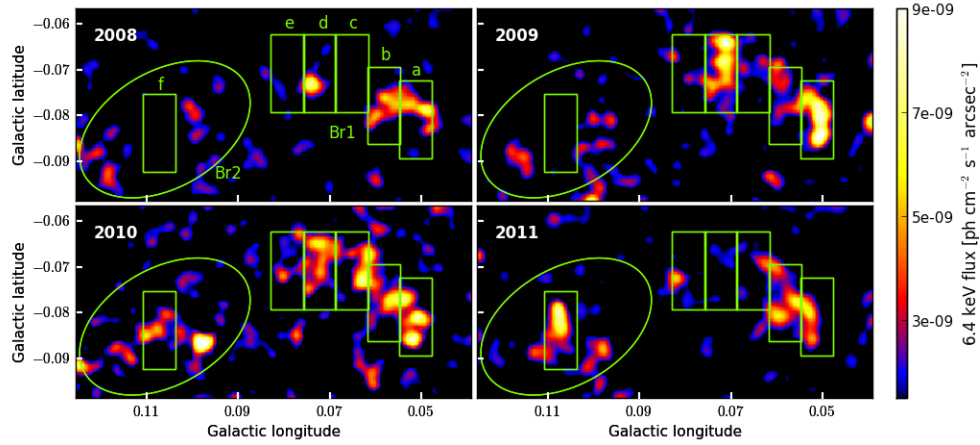


FIGURE 7.10 – Cartes du flux de la raie $\text{Fe K}\alpha$ montrant l'évolution de la région du Bridge de 2008 à 2011. Br1 est divisé en cinq sous-régions nommées de a (ouest) à e (est). Cette région s'illumine de 2008 à 2010. En 2011, la partie la plus à l'est de Br1 est globalement éteinte et la région Br2 devient très brillante (rectangle f). La région exacte de Br2 étant illuminée en 2011 est montrée sur la Figure 7.9 et apparaît plus large ici, en raison du lissage à 4 arcsec.

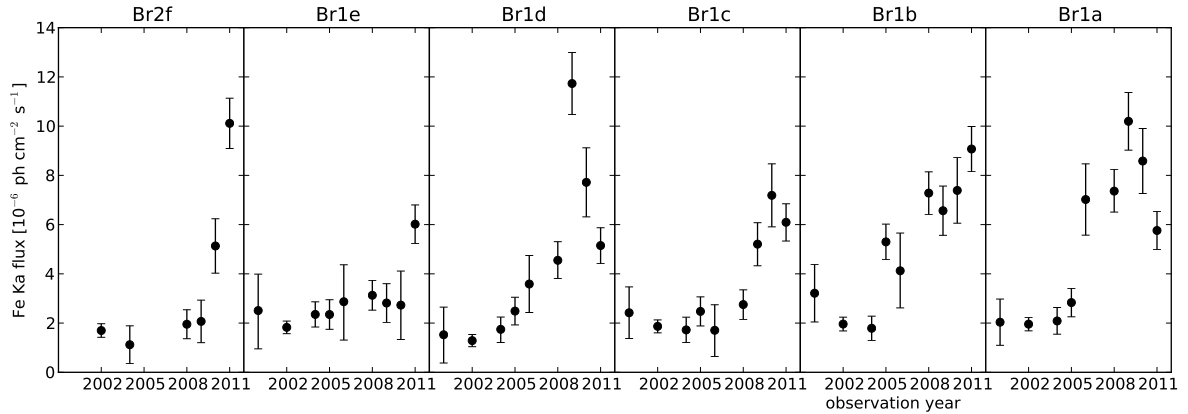


FIGURE 7.11 – Courbes de lumière du flux de la raie $\text{Fe K}\alpha$ correspondant aux six régions rectangulaires de $26 \times 61 \text{ arcsec}^2$ couvrant l'émission brillante des nuages Br1 et Br2. Les sous-régions en question sont nommées de f (est) à a (ouest) et sont représentées sur la Figure 7.10. Toutes les courbes de lumière montrent une augmentation brutale décalée dans le temps en fonction de la région considérée.

Toutes les courbes de lumière extraites de la région du Bridge montrent des variations significatives puisque la régression linéaire est préférée à l'ajustement constant avec un taux de confiance d'au moins 4.5σ et jusqu'à 10σ . De plus, un ajustement purement linéaire ne rend pas bien compte des données dont les variations sont caractérisées par une augmentation brutale dont la date se décale de région en région (cf. Figure 7.11). Cette tendance renforce le scénario d'une propagation spécifique le long de la structure du Bridge (Ponti et al., 2010) et indique que le filament brillant en 2011 fait effectivement partie du nuage Br2, plutôt que du nuage G0.11–0.11. Le filament de 2011 est inclus dans la région Br2f dont la courbe de lumière est en accord avec l'analyse précédente portant sur le filament seul. Cette analyse à plus grande échelle est moins pertinente pour caractériser la variation

de manière fine, mais elle a l'avantage d'être directement comparable aux variations détectées dans les sous-régions de Br1. La variation la plus rapide est détectée dans la région Br1d qui présente un pic à $(11.7 \pm 1.3) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ avec une augmentation d'un facteur dix environ par rapport au flux mesuré en 2002. L'échelle temporelle de la variation est inférieure à trois ans, puisque le flux Fe K α en 2008 et en 2011 est inférieur à la moitié du signal au pic. Cette tendance semble être due à un filament isolé, tel que celui de la région Br2f, et est compatible avec la variation vue dans la région Br1a, en excluant le point de 2006 (principalement dû à une structure brillante qui n'est plus visible par la suite). La région Br1b semble également inclure plus d'un filament de matière et n'est donc pas sensible à la variation rapide. Si l'événement éclairant la région du Bridge a une durée de deux ans, nous nous attendons à ce que les régions Br1c et Br2f voient leur émission décroître durant les quelques prochaines années, jusqu'à atteindre le niveau de l'émission de fond, alors que la région Br1e devrait voir son flux continuer de croître avant de s'éteindre comme les autres.

Nous en concluons que les régions Br1 et Br2 sont sûrement illuminées par un événement intense mais unique, ne durant pas plus de trois ans. En outre, la position du filament illuminé le plus à l'ouest de la structure, dans la sous région Br1a, semble se déplacer en s'éloignant de Sgr A* à une vitesse compatible avec la vitesse de la lumière. Ceci pourrait indiquer que l'événement lumineux est encore plus court que mentionné précédemment, mais que la taille des sous-régions choisies pour l'extraction spectrale ne permet pas de contraindre précisément sa durée.

7.2.2 MC1 : des variations linéaires sur des échelles de temps plus longues

L'émission à 6.4 keV du nuage MC1 avait été caractérisée comme constante par les études précédentes mesurant la moyenne de l'émission sur des régions de l'ordre de quelques minutes d'arc (Ponti et al., 2010; Capelli et al., 2012). Nous avons confirmé qu'à l'échelle du nuage, l'émission de la raie Fe K α de cette structure moléculaire est compatible avec une émission constante. Néanmoins, la résolution angulaire unique de *Chandra* nous permet d'étudier les variations de la morphologie du signal à des échelles de quelques secondes d'arc. La carte RVB présentée à la Figure 7.8 ainsi que les agrandissements spécifiques de la Figure 7.12 montrent que, durant la dernière décennie, l'émission a varié avec une tendance claire (propagation d'ouest en est). Ainsi, les régions de taille réduite montrent des variations plus rapides. Afin de caractériser les variations du nuage MC1, nous avons choisi la sous-division présentée à la Figure 7.12. A partir des cartes d'émission correspondant aux années 2000, 2004, 2008 et 2011, il est déjà clair que la sous-division choisie est encore trop grande pour caractériser complètement les variations du signal, puisque les régions illuminées sont petites par rapport à la taille des boîtes considérées. Cependant, l'analyse spectrale sur des régions plus petites ne donne pas de résultats significatifs à cause de la faible statistique.

Les courbes de lumière construites à l'aide des ajustements de la raie Fe K α réalisés sur les sous-régions de MC1 sont présentées à la Figure 7.13. Pour l'ensemble des régions, la régression linéaire est préférée à l'ajustement constant avec une signification statistique comprise entre 3.9 et 5.8σ . Les deux régions les plus à l'ouest (MC1a, b) montrent une décroissance du flux alors que les trois régions les plus à l'est (MC1d, e, f) ont une émission croissante. Seule la courbe de lumière de MC1c n'est pas bien ajustée par la régression linéaire. Le flux Fe K α mesuré en 2000 se situe 3.8σ en dessous de la valeur moyenne de la courbe ; si nous ignorons ce point, la signification de la régression linéaire par rapport à l'ajustement constant tombe à seulement 2.8σ . Ceci indique probablement que l'émission de MC1c a atteint une luminosité maximale et, en extrapolant les comportements de l'émission des régions voisines, ceci suggère que la région MC1c va connaître la même décroissance que MC1a et MC1b durant les années à venir. Ainsi, les variations de MC1 sont compatibles avec le résultat d'une

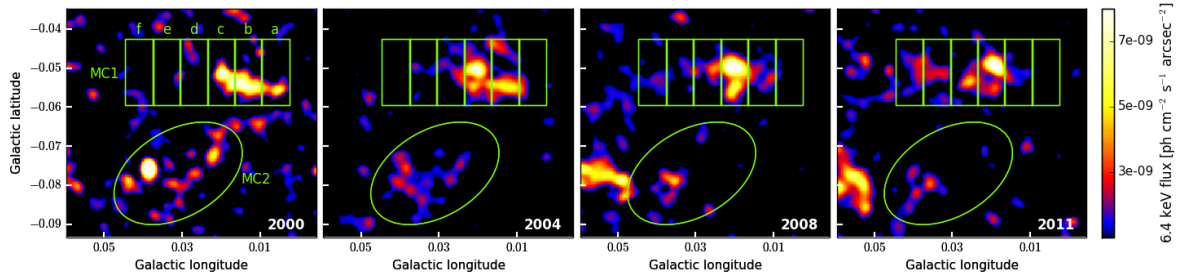


FIGURE 7.12 – Cartes du flux de la raie Fe K α montrant la propagation du signal le long des nuages MC1 et MC2 de 2000 à 2011. Les six sous-régions de MC1 identifiées sur les images sont celles que j’ai utilisées pour extraire les spectres servant à l’analyse des variations. La propagation d’ouest en est (s’éloignant du centre Galactique) est visible dans les deux nuages.

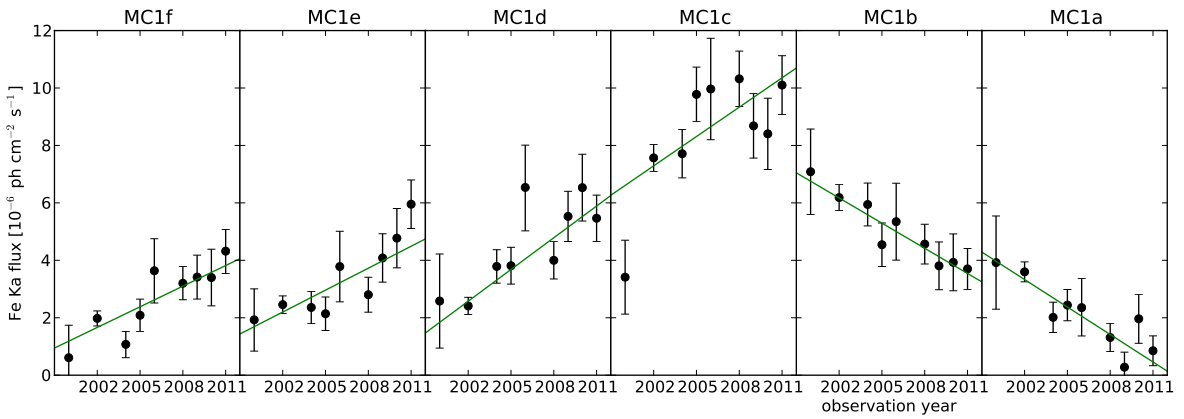


FIGURE 7.13 – Courbes de lumière du flux de la raie Fe K α correspondant aux six régions rectangulaires de $26 \times 61 \text{ arcsec}^2$ couvrant l’émission du nuage MC1. Les sous-régions en question sont nommées de f (est) à a (ouest) et sont représentées sur la Figure 7.12. Les régressions linéaires (en vert) sont en bon accord avec les données et ont des pentes similaires en valeurs absolues.

propagation du signal à l’intérieur du nuage. De plus, les pentes données par les régressions linéaires des courbes de lumière sont toutes de l’ordre de $0.3 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ an}^{-1}$ en valeur absolue, ce qui est compatible avec une structure continue et relativement homogène.

C’est la première fois qu’une détection de la variation de la raie à 6.4 keV à l’intérieur du nuage MC1 est rapportée. Ces variations sont vraisemblablement linéaires en fonction du temps, décroissantes à proximité du centre Galactique et croissantes un peu plus loin. Elles apparaissent donc significativement différentes des variations vues dans la région du Bridge. Ces différences peuvent être dues, soit à des structures de nuages distinctes, soit à des événements distincts quant à l’origine de l’illumination. Ces deux possibilités sont discutées dans la Section 9.3.

7.3 Analyse systématique des variations du complexe Sgr A

La caractérisation de l’émission Fe K α présentée à la Section 7.2 a été réalisée sur des régions particulièrement brillantes pour lesquelles une telle analyse était réalisable. L’étude souligne l’importance des analyses aux petites échelles mais ne peut pas être étendue à l’ensemble du complexe Sgr A

puisque la statistique est trop faible dans la plupart des régions. De plus, comme expliqué à la Section 6.3, reconstruire le ou les événements à l'origine des deux comportements temporels mis en évidence dans les nuages moléculaires du Bridge et de MC1 n'est pas chose aisée. La méthode permettant d'extraire le plus d'information des variations observées consiste à combiner les informations en provenance de différents nuages. Nous avons donc réalisé une étude systématique du complexe Sgr A en utilisant le flux d'émission entre 4 et 8 keV, afin de caractériser les variations du signal de haute énergie dans des régions carrées de 15 arcsec de côté. L'objectif était de déterminer l'échelle temporelle des variations dans toutes les régions du complexe, afin de contraindre au maximum le schéma d'illumination. Notre analyse s'est donc concentrée sur la région la plus brillante, soit environ $10 \times 10 \text{ arcmin}^2$, et centrée en $(l, b) = (0.06^\circ, -0.10^\circ)$.

Dans la mesure où le fond instrumental est faible comparé à l'émission typique du complexe Sgr A, et puisque la seule émission étendue variable est liée à la réflexion, nous pouvons sans problème attribuer les variations à la propagation de rayons X énergétiques. En effet, le test réalisé sur les régions étudiées à la section précédente démontre que la raie à 6.4 keV et l'émission entre 4 et 8 keV décrivent exactement les mêmes variations. Le flux entre 4 et 8 keV est donc un bon traceur des variations liées à la réflexion, et utiliser cette bande d'énergie plus large permet de disposer d'un nombre d'événements plus élevé, et donc d'étudier les variations avec une meilleure sensibilité. En revanche, l'origine de la composante constante est bien sûr plus difficile à évaluer puisqu'elle contient notamment une contribution du plasma chaud présent au centre de la Galaxie en plus d'un éventuel niveau de fond relatif au nuage.

7.3.1 Présentation des données sous forme d'images

J'ai réalisé une analyse systématique du cube de données contenant le flux entre 4 et 8 keV pour chaque pixel de 15 arcsec de côté couvrant la carte du complexe Sgr A, et ce, pour chaque année disponible. J'ai utilisé la routine CIAO³ *dmstat* pour compter le nombre de photons d'énergie entre 4 et 8 keV dans l'image, ainsi que dans l'image de fond correspondante. En utilisant l'exposition associée, j'ai ensuite calculé le flux entre 4 et 8 keV pour chaque année ainsi que l'erreur à 1σ correspondante, en supposant une distribution normale.

En raison de différentes stratégies d'observation et du champ de vue limité, la couverture temporelle n'est pas uniforme sur la région considérée. Les nuages MC1, MC2, Br1 et Br2 sont bien couverts (données sur 8 ou 9 ans) alors que le nuage G0.11–0.11 présente une couverture plus éparse, notamment pour les extrémités ouest et sud du nuage (seulement 2 ou 3 ans). Le nombre d'années d'observation disponibles pour chaque pixel est présenté sur la carte en haut à gauche de la Figure 7.14, il correspond au nombre de points constituant la courbe de lumière pour chaque pixel. Les cartes en bas à gauche et à droite de la Figure 7.14 présentent respectivement les valeurs maximales et minimales de ces courbes de lumière. Les deux cartes en question montrent une émission corrélée avec la matière moléculaire, puisque les régions les plus denses sont les plus brillantes. Les valeurs minimales ne sont pas représentatives d'un niveau zéro d'émission, puisqu'une partie au moins de la région couverte par la carte a été illuminée pendant la totalité de la période couverte par les observations. Cependant, les valeurs minimales de flux sont toutes inférieures à $2.5 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, alors que les valeurs maximales mettent en évidence les cinq structures moléculaires précédemment identifiées et dont les cœurs sont détectés à plus de $5 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A partir de cette comparaison, il est clair que les

3. Logiciel d'analyse développé pour les données *Chandra*, voir aussi Section 3.1.2

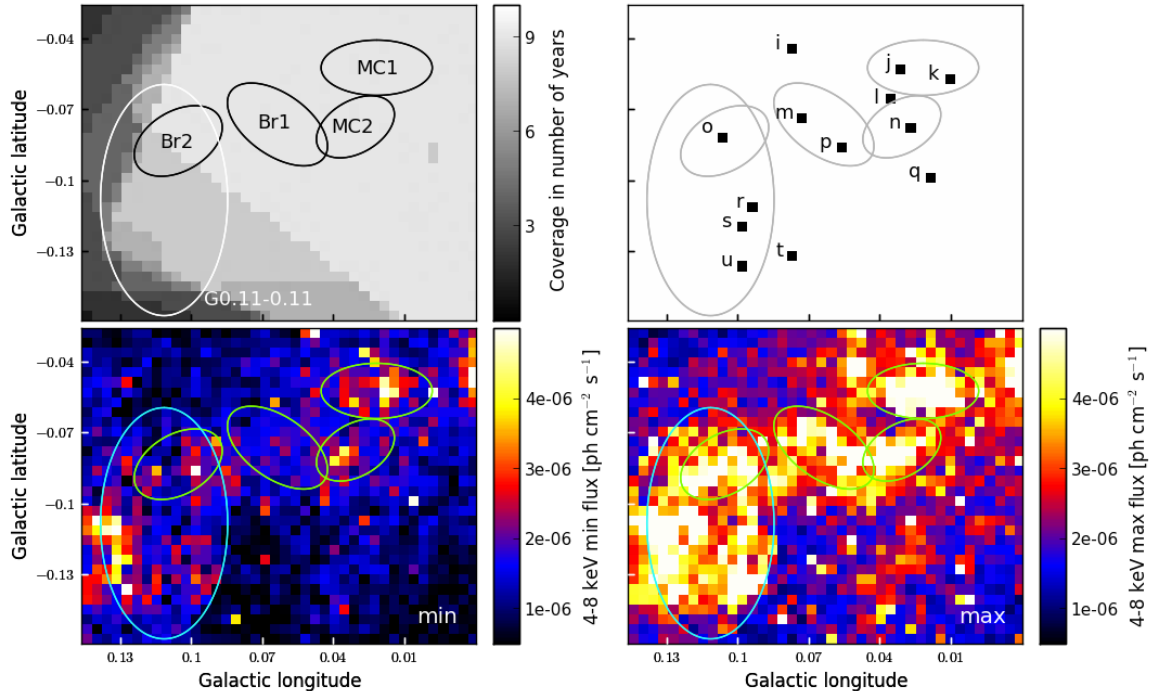


FIGURE 7.14 – Cartes présentant le cube de données utilisé pour la caractérisation du flux du complexe Sgr A entre 4 et 8 keV. Les pixels correspondent à des régions carrées de 15 arcsec de côté, desquels ont été extraites les courbes de lumière. Pour chaque région, sont représentés : (*Coin supérieur gauche*) le nombre de points présents dans les courbes de lumière ; (*Coin inférieur gauche*) la valeur minimale des courbes de lumière ; (*Coin inférieur droit*) la valeur maximale des courbes de lumière. (*Coin supérieur droit*) La position des courbes de lumière individuelles présentées aux Figures 7.16, 7.17, 7.18 et 7.19.

variations sont visibles à des échelles de 15 arcsec, et qu'il est possible qu'elles ne soient pas limitées aux régions les plus brillantes. Afin de caractériser plus en avant ces variations, nous avons réalisé une analyse systématique des variations présentes dans les courbes de lumière. Quelques exemples de courbes de lumière caractéristiques dont la position est indiquée sur la carte en haut à droite de la Figure 7.14 sont montrées sur les Figures 7.16, 7.17, 7.18 et 7.19, afin d'illustrer précisément les différents comportements temporels des variations observées.

7.3.2 Caractérisation de deux types de variation distincts

Grâce à l'analyse précédente, nous savons qu'il existe au moins deux comportements temporels différents dans la région du complexe Sgr A. Nous cherchons maintenant à identifier les régions de 15 arcsec variant selon l'un ou l'autre de ces comportements. Afin de caractériser les variations dans toute la région, nous avons donc réalisé à la fois un ajustement linéaire et un ajustement constant sur toutes les courbes de lumière extraites des régions de 15 arcsec de côté, dans la bande d'énergie 4–8 keV. Les résultats sont présentés en termes de probabilité de rejet de ces ajustements dans les deux cartes en haut de la Figure 7.15. Les régions présentant une contribution significative provenant de sources ponctuelles n'ont pas été considérées dans cette analyse. Par ailleurs, afin d'améliorer la visibilité des régions connexes présentant des comportements temporels similaires, les probabilités

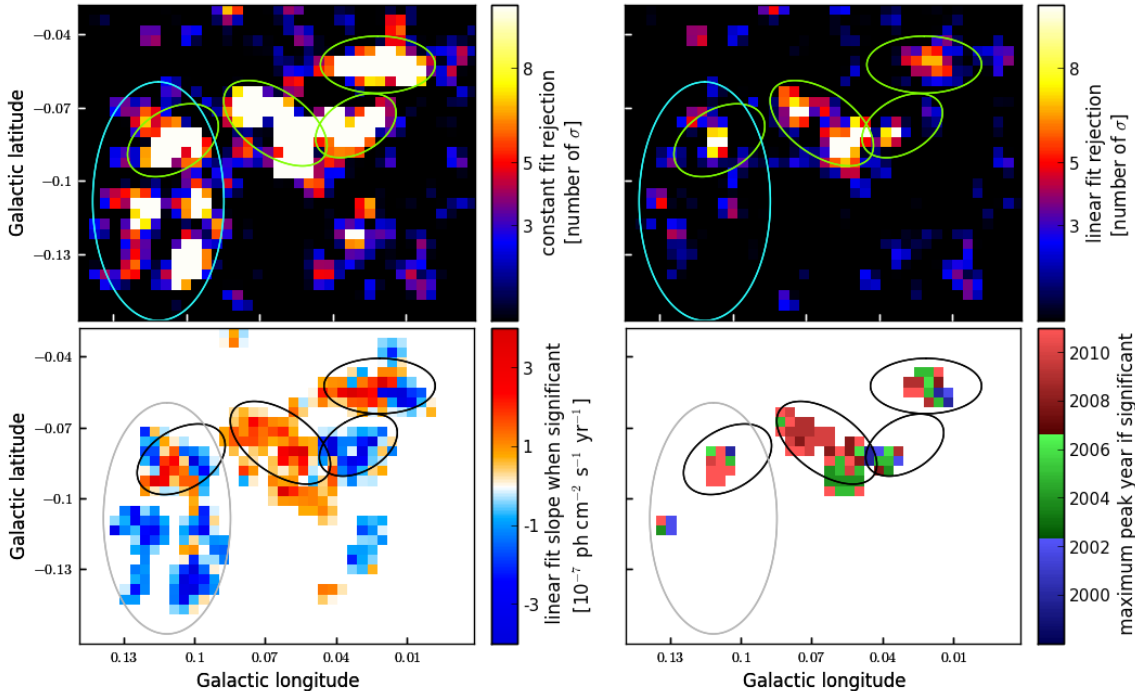


FIGURE 7.15 – Cartes obtenues à partir de l’analyse systématique des courbes de lumière du flux entre 4 et 8 keV pour le complexe Sgr A. Les sources ponctuelles principales ont été retirées avant l’analyse. Les probabilités données dans les deux cartes supérieures sont combinées à des échelles de 30 arcsec et représentent : (*Coin supérieur gauche*) le rejet de l’ajustement constant en nombre de sigma, corrigé pour le nombre de tests ; (*Coin supérieur droit*) le rejet de l’ajustement linéaire en nombre de sigma, corrigé pour le nombre de tests. Les deux cartes en dessous représentent : (*Coin inférieur gauche*) la pente de la variation donnée par l’ajustement linéaire si l’ajustement constant est rejeté à plus de 5σ , zéro sinon ; (*Coin inférieur droit*) l’année correspondant à la valeur maximale de la courbe de lumière lorsque l’ajustement linéaire est rejeté à plus de 5σ . Ces images montrent que dans les régions contiguës, les variations sont corrélées et sont compatibles avec une régression linéaire (MC1, MC2 et G0.11–0.11) ou non (Br1 et Br2). De plus, la pente des variations et l’année des maxima mettent en évidence une propagation apparente du signal de la droite (décroissant) vers la gauche (croissant).

ont été combinées sur des échelles de 30 arcsec et corrigées pour le nombre de tests⁴.

L’ajustement constant met en évidence des régions qui varient significativement (carte en haut à gauche de la Figure 7.15). Elles sont principalement situées dans les cinq nuages déjà identifiés et représentent environ un tiers de la surface totale considérée. Environ deux tiers de la région d’étude ne présentent donc pas de variations significatives dans notre analyse. Les courbes de lumière correspondantes sont en effet compatibles avec une émission constante, comme montré sur la Figure 7.16. Leurs fluctuations sont négligeables, ce qui est une preuve forte que les variations détectées dans les régions corrélées avec la matière moléculaire sont réelles.

Les résultats concernant le rejet de l’ajustement linéaire mettent en évidence les régions présentant

4. Pour combiner les probabilités sur des échelles de 30 arcsec, nous avons testé simultanément quatre ajustements constants (ou quatre ajustements linéaires) sur quatre pixels adjacents, ce qui revient à sommer le nombre de degrés de liberté et les χ^2 obtenus pour les pixels individuels. Afin de ne pas surestimer la signification statistique du résultat nous l’avons ensuite corrigé en considérant le nombre de fausses détections attendues (fonction du nombre de tests total), en supposant une distribution gaussienne.

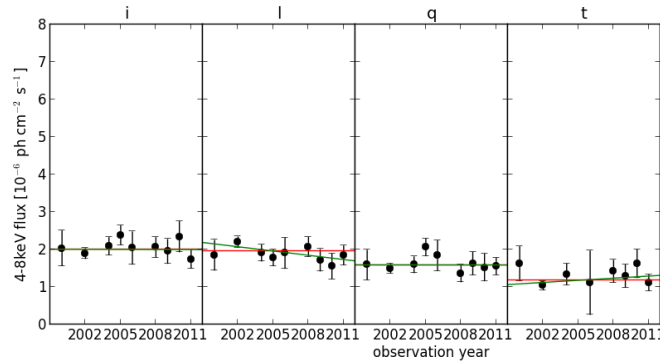


FIGURE 7.16 – Les courbes de lumière du flux entre 4 et 8 keV de différentes régions de 15 arcsec de côté, superposées aux ajustement constant (en rouge) et linéaire (en vert) associés. La position exacte des régions en question est renseignée sur la Figure 7.14. Leur émission est décrite comme invariante par l’analyse précédente et leur courbe de lumière est effectivement compatible avec une intensité constante.

des variations hautement non linéaires (image en haut à droite de la Figure 7.15). Ces variations sont principalement situées dans les nuages Br1 et Br2. Des exemples de courbes de lumière extraites de ces régions sont présentées à la Figure 7.17. L’échelle temporelle des variations observées est parfaitement compatible avec les conclusions de l’analyse précédente relatives aux variations de la raie Fe K α dans cette même structure moléculaire. L’amplitude des variations détectées ici est légèrement plus faible puisque, dans la bande 4–8 keV, l’émission liée à la réflexion est contaminée par une émission de fond constante.

En comparant les résultats concernant le rejet des ajustements linéaire et constant, nous avons également identifié les régions caractérisées par des variations linéaires. Ces régions sont principalement situées dans les nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11. Un échantillon des courbes de lumière issues de la région MC1 est présenté à la Figure 7.18. Celles-ci sont pleinement compatibles avec ce qui a été déduit de l’analyse spectrale réalisée pour cette région, et l’amplitude des variations fournie par cette seconde analyse est même légèrement plus importante, puisque la taille des sous-régions considérées ici est plus proche de la taille angulaire des variations morphologiques de l’émission. Par ailleurs, l’émission des nuages MC2 et G0.11–0.11 est globalement décroissante sur une échelle temporelle de dix ans. Des exemples de courbes de lumière caractéristiques issues de ces deux régions sont présentés dans les Figures 7.18 et 7.19. La décroissance de l’émission est pleinement compatible avec celle observée dans le nuage MC1, et ceci suggère fortement que ces trois nuages sont en train de refléter l’illumination provenant d’un événement unique. Néanmoins, quelques sous-structures de G0.11–0.11 semblent montrer une tendance différente, avec notamment une légère augmentation de l’émission. Cette différence à l’intérieur même du nuage G0.11–0.11 peut être expliquée par une structure complexe de la matière moléculaire le long de la ligne de visée. En effet, ces régions spécifiques pourraient être soit légèrement plus loin le long de la ligne de visée, et donc refléter le même événement mais avec un certain retard, soit légèrement plus proches et donc refléter un événement plus récent.

7.3.3 Indications en faveur d’une propagation du signal

A partir de la caractérisation des courbes de lumière individuelles, il est manifeste que la plupart des régions qui varient significativement présentent des variations linéaires. Afin de visualiser la réparti-

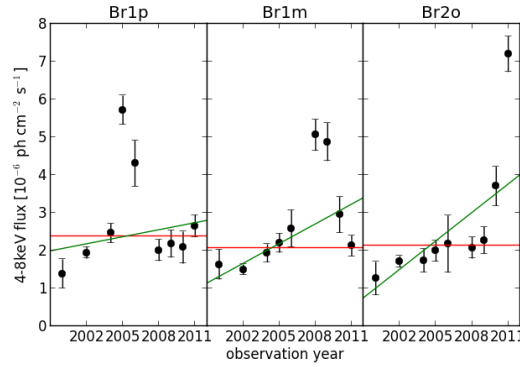


FIGURE 7.17 – Courbes de lumière de l’émission entre 4 et 8 keV extraites de différentes régions carrées de 15 arcsec de coté appartenant à Br1 et Br2, superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). La position exacte des régions en question est renseignée sur la Figure 7.14. Les variations rapides observées dans ces régions ne peuvent pas être ajustées correctement par une simple régression linéaire.

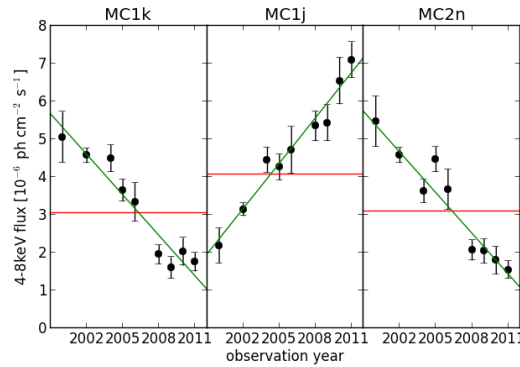


FIGURE 7.18 – Courbes de lumière de l’émission entre 4 et 8 keV extraites de différentes régions carrées de 15 arcsec de coté appartenant à MC1 ou MC2, superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). La position exacte des régions en question est renseignée sur la Figure 7.14. Les fortes variations observées dans ces régions sont correctement ajustées par une régression linéaire.

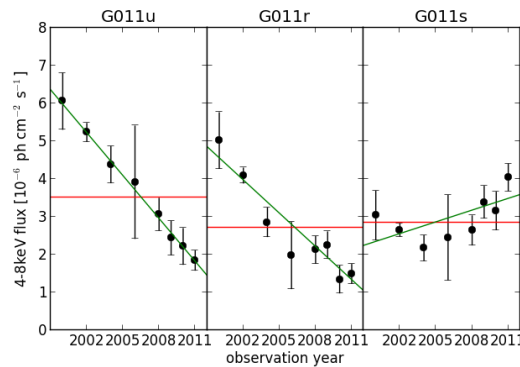


FIGURE 7.19 – Courbes de lumière de l’émission entre 4 et 8 keV extraites de différentes régions carrées de 15 arcsec de coté appartenant à G0.11–0.11, superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). La position exacte des régions en question est renseignée sur la Figure 7.14. Les fortes variations observées dans les deux premières sous-régions sont correctement ajustées par une régression linéaire, tandis que la troisième semble indiquer un comportement différent.

tion spatiale des tendances croissantes et décroissantes de ces variations, j'ai cartographié la valeur de la pente donnée par la régression linéaire dans les régions significativement variables (rejet de l'ajustement constant à plus de 5σ). Les résultats sont présentés sur la carte en bas à gauche de la Figure 7.15. La plupart des variations détectées sont réparties sur plusieurs régions contiguës montrant la même tendance. En particulier, les cinq régions identifiées montrent des variations corrélées. Le signal semble s'être propagé d'ouest en est, puisque les extrémités ouest de MC1 et MC2 ont montré une décroissance, tandis que l'extrémité est de MC1 et l'ensemble du Bridge ont au contraire augmenté. Dans la portion la plus à l'est de la région d'étude, le nuage G0.11–0.11 ne semble pas se conformer à cette propagation apparente, et montre une nette décroissance. Toutefois, dans l'hypothèse où ce nuage serait situé en avant des autres structures moléculaires, il est possible qu'il reflète le même événement de haute énergie que les régions montrant la propagation d'ouest en est. Cette méthode de cartographie des pentes des variations met également en évidence des régions d'émission plus faible, en détectant par exemple un ensemble de pixels décroissants au sud de la région MC2, et croissants au sud de la région Br1. Cette nouvelle détection correspond à la région G0.04–0.13 et renforce la théorie d'une propagation du signal dans ces structures. Elle suggère ainsi que ces régions sont spatialement proches des régions les plus brillantes.

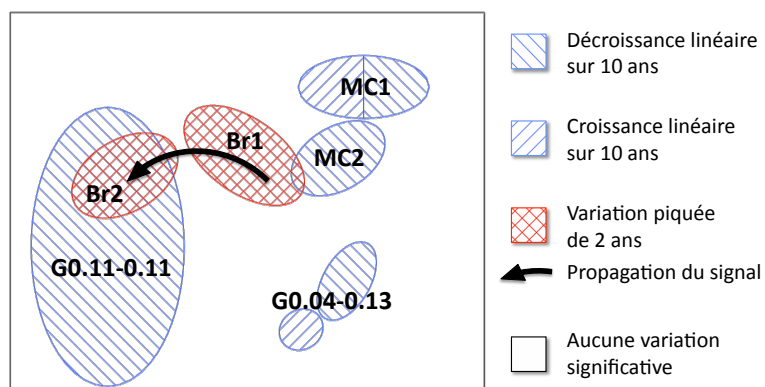
L'ajustement linéaire n'est pas adéquat pour caractériser correctement les variations piquées de type Br1. J'ai donc également considéré l'année du pic d'émission dans les cas où l'ajustement linéaire était rejeté à plus de 5σ . Les résultats sont représentés dans la carte en bas à droite de la Figure 7.15. Selon cette caractérisation plus stricte, 7% de la région choisie présente des variations non linéaires. La plupart de ces variations sont détectées à l'intérieur du Bridge, et l'année du pic d'émission est compatible avec la caractérisation linéaire précédente. Le centre du nuage MC1 présente également des variations non linéaires, comme cela a déjà été mentionné à la Section 7.2.2. Cette tendance non linéaire est restreinte aux quelques pixels centraux mais est « étalée » sur une plus grande région de la carte en raison du lissage des probabilités sur des échelles de 30 arcsec.

L'analyse systématique des variations du complexe Sgr A confirme la présence de deux comportements temporels différents. Les variations fortes et rapides, déjà détectées dans les régions Br1 et Br2 par l'analyse spectrale précédente, semblent restreintes à ces deux structures, alors que la variation linéaire plus lente détectée dans MC1 est également visible dans les nuages MC2, G0.11–0.11 et G0.04–0.13. Une caractérisation fine des variations dans les régions adjacentes aux nuages les plus brillants montre également une tendance croissante ou décroissante du signal et contribue à mettre en évidence la propagation apparente du signal dans le complexe Sgr A.

7.4 Résumé : une vue schématique des variations

L'analyse des variations fines de la raie de fluorescence $\text{Fe K}\alpha$ à l'intérieur du complexe Sgr A a permis de mettre en évidence deux comportements temporels distincts. Nous avons cartographiés les régions correspondantes à l'aide d'une analyse systématique des variations dans la bande d'énergie 4–8 keV, incluant à la fois la raie de fluorescence à 6.4 keV et l'émission continue associée. Les résultats de cette analyse, détaillée à la Section 7.3, sont résumés dans la Figure 7.20. Ils sont présentés sous forme la forme d'une carte indiquant les régions du complexe Sgr A variant significativement, ainsi que le type de leurs variations. Le tableau présent dans la partie inférieure de la figure compare les conclusions de cette dernière analyse à celles présentées aux Sections 7.1.2 et 7.2.

A partir de l'analyse de la raie $\text{Fe K}\alpha$ et de l'analyse systématique de l'émission dans la bande 4–8 keV à une échelle de 15 arcsec, nous rapportons une variation piquée de deux ans dans la structure du



Nuage	Echelle Energie Section	minutes d'arc	26" x 61"	15" x 15"
		Fe K α 7.1	Fe K α 7.2	4-8 keV 7.3
Br1 & Br2		Croissant		
MC1		Constant		
MC2		Décroissant	---	
G0.11-0.11		---	---	
G0.04-0.13		---	---	

FIGURE 7.20 – Schéma présentant les résultats principaux de l'analyse systématique des variations dans la bande 4–8 keV. (*Haut*) Répartition spatiale des différents types de variation. (*Bas*) Comparaison avec les autres analyses présentées dans ce chapitre. Les conclusions fournies par la première étude (Section 7.1) sont relativement différentes de celles des deux études suivantes (Sections 7.2 et 7.3), puisque l'analyse à plus grande échelle moyenne l'émission en provenance de régions ayant des tendances différentes.

Bridge (Br1 et Br2), avec une propagation dans la direction opposée à Sgr A*. Ce comportement est restreint au nuage moléculaire du Bridge. Tous les autres nuages présentant des changements de flux significatifs montrent des variations linéaires, croissantes ou décroissantes, sur les dix années considérées. Il y a donc deux comportements temporels différents à l'intérieur du complexe Sgr A. L'interprétation de ces deux types de variation en termes d'activité passée de Sgr A* est discutée à la Section 9.3, où nous démontrons qu'ils sont dus à deux événements distincts, d'intensité semblable mais de durée différente.

CHAPITRE 8

Variations importantes dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale

Sommaire

8.1	Emission à 6.4 keV du degré central	156
8.1.1	Le complexe Sgr A	156
8.1.2	Le complexe Sgr B	158
8.1.3	Le complexe Sgr C	160
8.2	Première détection de variabilité dans la région des Arches	160
8.2.1	Caractérisation de l'émission X dans la région des Arches	161
8.2.2	Détection d'une variation de l'émission non thermique en 2012	163
8.2.3	Nouvelles contraintes sur l'origine de l'émission non thermique	168
8.3	Etude systématique des variations	169
8.3.1	Choix d'analyse	169
8.3.2	Variations du complexe Sgr A vues par <i>XMM-Newton</i>	172
8.3.3	Vue globale des variations	175
8.4	Résumé : variations de l'émission à 6.4 keV dans la zone moléculaire centrale .	178

L'émission dans la raie Fe K α a été détectée dans de nombreuses régions de la zone moléculaire centrale et des variations ont été mises en avant dans le complexe le plus massif, Sgr B, ainsi que dans le complexe Sgr A (cf. Chapitre 7). La grande majorité des régions émettant à 6.4 keV ont été décrites en termes de nébuleuses de réflexion liées à l'activité passée de Sgr A*, mais aucune étude n'a proposé une analyse globale des variations de cette émission dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale. Ce chapitre présente une extension de l'analyse systématique des variations réalisée pour les régions les plus internes, en utilisant l'ensemble des données *XMM-Newton* disponibles de 2000 à 2012 et couvrant les 200 parsecs centraux. Cette analyse préliminaire tire avantage de cette couverture temporelle ainsi que de la sensibilité exceptionnelle du satellite *XMM-Newton* pour mettre en évidence des variations de l'émission dans de nombreuses structures moléculaires, des plus denses aux plus ténues.

La réduction des données correspondante a été détaillée à la Section 3.1.3 et ce chapitre est dédié à l'analyse des variations de la raie à 6.4 keV. La Section 8.1 présente une première vue de l'émission et de ses variations à l'échelle de la zone moléculaire

centrale, en comparant les données de 2000–2001 et les données de 2012. La Section 8.2 est ensuite consacrée à l'étude d'une région particulière, autour de l'amas des Arches, dont l'émission était jusqu'alors imputée à la présence de rayons cosmiques de faible énergie. Nos résultats montrent qu'il s'agit, au contraire, d'un phénomène de réflexion et ont été publiés dans Clavel et al. (2014). Enfin, la Section 8.3 présente les résultats préliminaires de l'analyse systématique des variations dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale. Ce travail est en cours de réalisation et sera publié par Soldi et al. Les contraintes déduites de ces variations sur l'origine de l'émission seront, quant à elles, présentées au Chapitre 9.

8.1 Emission à 6.4 keV du degré central

Depuis sa découverte en 1996, dans les données *ASCA* du centre Galactique (Koyama et al., 1996), l'émission de la raie de fluorescence du fer neutre à 6.4 keV a été largement étudiée, notamment par les observatoires *Suzaku*, *XMM-Newton* et *Chandra*. Les régions brillantes sont généralement considérées en tant que nébuleuses de réflexion en X, même si les variations du signal prédites par ce scénario n'ont été détectées que dans les régions les plus brillantes. Les travaux publiés sont généralement limités à quelques régions d'intérêt, telles que celle présentée au Chapitre 7. Par ailleurs, ces études ciblent des régions moléculaires généralement denses, sans forcément faire de lien entre les contraintes issues des différentes régions. Afin d'obtenir une quantification de la totalité des variations observables dans la zone moléculaire centrale, notre groupe a obtenu un relevé profond de l'ensemble de la région à l'automne 2012, avec le satellite *XMM-Newton* (cf. Section 3.1.3). La comparaison de ces données récentes avec les observations similaires, mais moins profondes, réalisées au lancement de l'instrument en 2000 et 2001, permet d'obtenir un premier aperçu des variations de l'émission à 6.4 keV du degré central de la Galaxie.

Les deux relevés *XMM-Newton* de la zone moléculaire centrale sont présentés sur la Figure 8.1, ils permettent de mettre en avant trois régions largement étudiées jusqu'à présent, à savoir, les complexes Sgr A, Sgr B et Sgr C. Ces trois complexes moléculaires présentent les flux les plus élevés et la comparaison des deux cartes montre une décroissance générale du signal. Néanmoins, des régions plus faibles sont visibles pour la première fois, notamment sous la forme de longs filaments entre Sgr A et Sgr B2. Nous détaillons ci-dessous l'ensemble des régions intéressantes pour l'étude de l'activité passée de Sgr A*.

8.1.1 Le complexe Sgr A

La majorité des études menées sur le complexe Sgr A sont détaillées au Chapitre 7. Les données 2012, obtenues grâce au relevé de la zone moléculaire centrale, confirment les variations vues avec les données *Chandra*, notamment la décroissance de G0.11–0.11 pour ne citer que la plus visible (voir aussi Section 8.3.2). De plus, les données *XMM* permettent d'étendre la région d'étude au-delà du champ de vue de *Chandra*, jusqu'à la région de l'amas des Arches comprenant la structure DX ainsi que le nuage autour de l'amas (respectivement nommés « DX » et « Arches », sur la Figure 8.1). La variation du flux de la première région a été mesurée avec une signification d'environ 2σ par Capelli et al. (2011b) et une décroissance du signal est clairement visible sur la Figure 8.1. En particulier, le flux intégré sur l'ensemble de la région est divisé par deux entre 2000 et 2012, et la courbe de lumière établie à partir des cartes d'émission à 6.4 keV est compatible avec une décroissance linéaire sur la

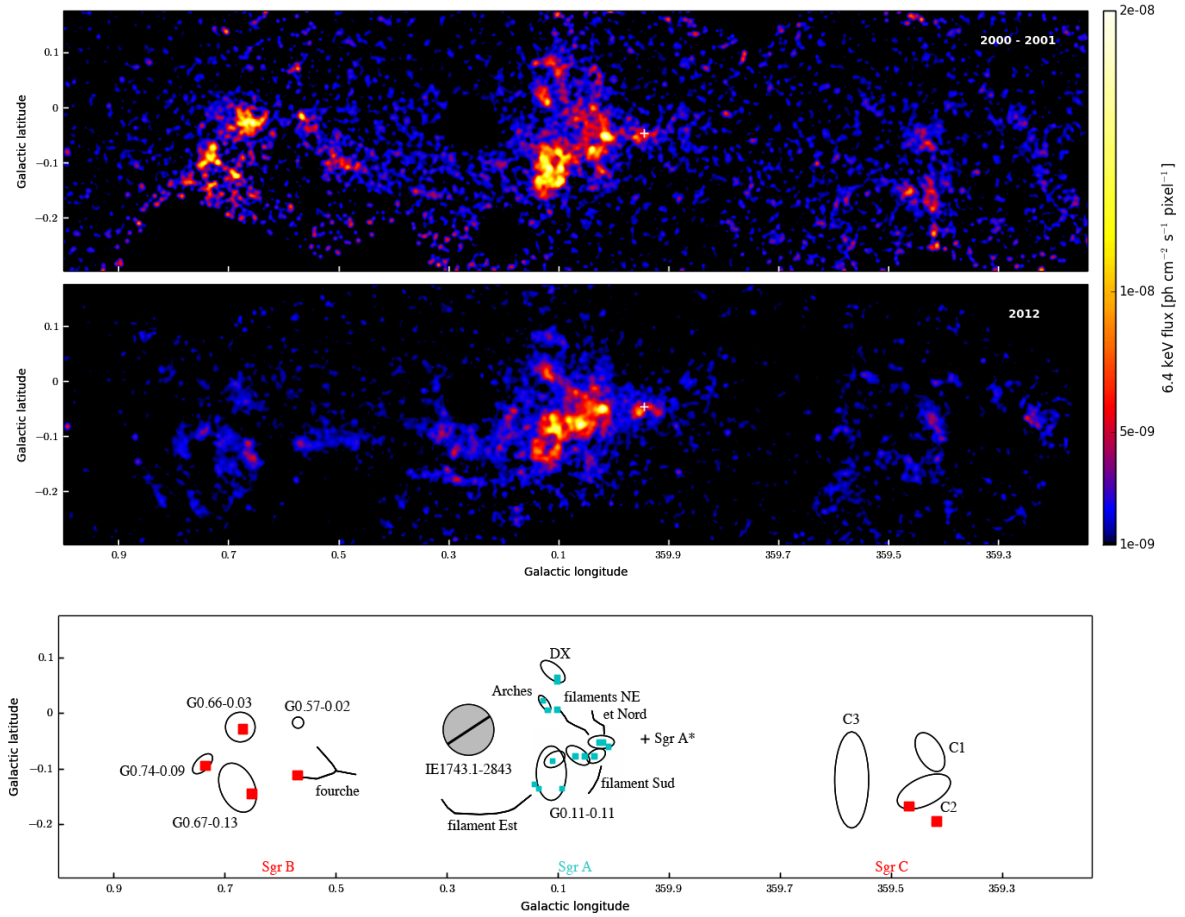


FIGURE 8.1 – (*Haut*) Cartes en flux de l'émission $\text{Fe K}\alpha$ à 6.4 keV, réalisées à partir des données *XMM-Newton* et soustraites du continu. Les mosaïques regroupent les observations constituant les relevés réalisés en 2000–2001 (en haut) et 2012 (en bas). Elles ont été lissées à l'aide du même noyau gaussien de 30 arcsec, mais en raison de la plus grande profondeur des observations de 2012, le niveau des fluctuations n'est pas le même dans les deux cartes. Enfin, l'émission des sources les plus brillantes a été exclue manuellement des cartes en flux (c'est le cas de 1E 1743.1–2843, voir aussi Figure 8.8). La comparaison des deux cartes montre une décroissance générale de l'émission dans l'ensemble de la région. (*Bas*) Schéma permettant l'identification des structures principales des complexes Sgr A (incluant les nuages étudiés au Chapitre 7 : MC1, MC2, Br1, Br2 et G0.11–0.11), Sgr B et Sgr C. Les pixels bleus et rouges correspondent respectivement aux régions de 30 arcsec et 1 arcmin dont les courbes de lumière sont présentées sur les Figures 8.10 à 8.15. A l'intérieur d'une même structure, ces régions seront alors nommées par ordre alphabétique, de gauche à droite et de haut en bas.

période considérée (rejet de l'hypothèse constante à 7σ). Par ailleurs, l'émission à 6.4 keV du nuage autour de l'amas des Arches a été caractérisée comme constante avec les données disponibles jusqu'en 2009, mais une comparaison fine des deux relevés semble indiquer une décroissance de l'émission en 2012, notamment dans la partie sud du nuage. Cette variation est significative et est caractérisée par une étude spectrale spécifique, présentée dans la Section 8.2 ; elle est également confirmée par l'analyse systématique des variations (cf. Section 8.3.2).

Enfin, la profondeur des observations *XMM* permet également de mettre en avant un certain nombre de régions qui émettent plus faiblement dans la raie Fe K α et qui sont également corrélées à des structures moléculaires relativement moins denses. Par exemple, les variations de la région G0.04–0.13, détectées par l'analyse systématique des données *Chandra*, sont ici clairement identifiables dans les images (« filament Sud » sur la Figure 8.1). Les filaments entre le nuage MC1 et la région des Arches sont également visibles et l'émission du filament le plus vertical (« filament Nord ») semble diminuer entre 2000–2001 et 2012. Enfin, deux nouvelles structures allongées qui n'apparaissent pas dans le premier relevé sont identifiées à l'est Galactique de G0.11–0.11. Il s'agit du « filament Est » et de l'émission plus étendue directement au sud de 1E 1743.1–2843 (cf. Figure 8.1).

8.1.2 Le complexe Sgr B

Le complexe Sgr B se situe environ à 100 pc à l'est Galactique de Sgr A* et contient les cœurs les plus denses de la zone moléculaire centrale. La majeure partie de son émission en rayons X se trouve dans le domaine des X durs, à 6.4 keV et au-delà. Cette particularité laisse penser que le nuage absorbe une grande partie de l'émission en provenance de cette direction du ciel (cf. Figure 2.7). L'émission intense de ce nuage dans la raie Fe K α était déjà visible dans les observations *ASCA* du centre Galactique (Koyama et al., 1996), et c'est également dans cette région que les premières variations du signal de fluorescence ont été mises en évidence (Inui et al., 2009). Les études récentes menées sur Sgr B décrivent une émission initialement brillante qui décroît au cours du temps (cf. Figure 8.2 ; Inui et al., 2009; Terrier et al., 2010; Nobukawa et al., 2011). Cette tendance générale est clairement visible sur la Figure 8.1 avec une disparition complète des régions les plus brillantes en l'espace de 12 ans seulement. Par ailleurs, une analyse fine de l'émission montre que certaines régions connaissent une légère augmentation du flux à 6.4 keV.

Le spectre de Sgr B2 (« G0.66–0.03 » sur la Figure 8.1), qui est le nuage le plus dense du complexe ($N_H \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, Jones et al., 2011), est compatible avec un spectre de réflexion (Murakami et al., 2000; Nobukawa et al., 2008). De plus, le flux important émanant de cette structure moléculaire, ainsi que son éloignement de toute source émettant fortement en X durs, ont permis l'utilisation des données *INTEGRAL* pour étudier ses propriétés spectrales jusqu'à une centaine de keV. Cette caractérisation, pour l'instant unique concernant les nuages du centre Galactique, a mis en évidence un spectre dur dont la composante continue est compatible avec une loi de puissance d'indice $\Gamma \sim 2$ (Revnivtsev et al., 2004; Terrier et al., 2010). Ce résultat contraint fortement le spectre de la source à l'origine de l'émission et justifie notamment l'indice de photon, $\Gamma = 2$, généralement considéré pour l'activité passée de Sgr A* (cf. Section 6.1).

Par ailleurs, les variations détectées, à la fois de la raie de fluorescence Fe K α et de l'émission continue associée, ont des caractéristiques temporelles de l'ordre de la durée nécessaire à la traversée des structures étudiées, soit environ huit ans (par exemple, Terrier et al., 2010). L'analyse des variations de cette région peut être complétée à l'aide de deux périodes d'observation récentes : une observation *Chandra* spécifique, obtenue par notre groupe pour étudier la structure fine de l'illumination par une

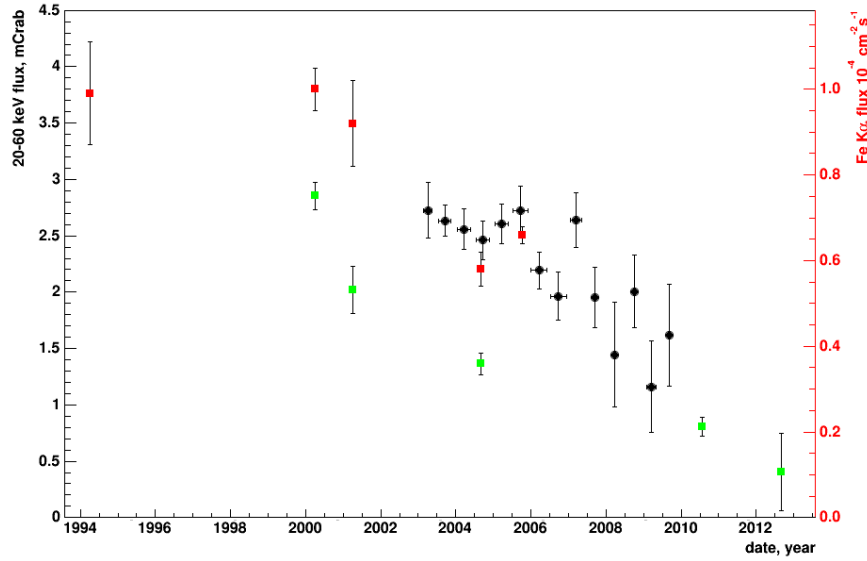


FIGURE 8.2 – Courbes de lumière de Sgr B2. (En noir) La décroissance du flux mesurée par Terrier et al. (2010) en utilisant les données *INTEGRAL* dans la bande 20–60 keV entre 2003 et 2009. (En rouge) Le flux mesuré dans la raie Fe K α par Inui et al. (2009) en utilisant les données *ASCA* (1994), puis *Chandra* (2000 et 2001), *XMM-Newton* (2001 et 2004) et *Suzaku* (2005). (En vert) Courbe de lumière de l'émission à 6.4 keV d'une sous-région de Sgr B2 obtenue à partir des données *Chandra* et *XMM-Newton* disponibles, dont les pointés *Chandra* et *XMM* obtenus par notre groupe en 2010 et 2012, respectivement. Ces nouvelles données confirment la tendance décroissante déjà établie par les études précédentes.

analyse similaire à celle présentée au Chapitre 7, ainsi que les données *XMM* contenues dans le relevé de 2012 et couvrant le complexe Sgr B. A grande échelle (7 arcmin), la décroissance en flux est de l'ordre d'un facteur 3 en dix ans, et les deux ans d'observation supplémentaires confirment la pente de la courbe de lumière déjà identifiée dans les études précédentes (cf. Figure 8.2). Néanmoins, à plus petite échelle (1 arcmin), la décroissance est plus marquée avec une diminution en flux d'un facteur au moins 6 à 8 sur la même période de temps. Ce résultat laisse penser que le ou les événements illuminant le complexe Sgr B sont relativement courts (quelques années) et pourraient donc être plus intenses que la luminosité de quelques 10^{39} erg s $^{-1}$ généralement invoquée.

Enfin, les études présentant ce complexe comme une nébuleuse de réflexion ont utilisé différentes positions de Sgr B le long de la ligne de visée afin de contraindre la période d'activité de Sgr A*. Le nuage étant situé environ à 100 pc du trou noir en distance projetée, la datation du ou des événements l'éclairant a d'abord été estimée à environ 300 ans (Murakami et al., 2000; Revnivtsev et al., 2004; Koyama et al., 2007; Nobukawa et al., 2008; Inui et al., 2009). Ensuite, la mesure de parallaxe de Reid et al. (2009), plaçant le nuage environ 130 pc en avant du plan de Sgr A*, a réduit l'âge de l'événement à environ 100 ans (Terrier et al., 2010). Plus récemment, l'utilisation de l'absorption en rayons X pour estimer la position du nuage le long de la ligne de visée a proposé des distances allant de 15 à 80 pc environ pour les différents cœurs du complexe (Ryu et al., 2013). Cette dernière étude a donc proposé des âges intermédiaires pour les événements illuminant chacun des cœurs identifiés dans les données *Suzaku*. Les contraintes supplémentaires apportées par notre étude (voir aussi Section 8.3) sont discutées au Chapitre 9.

8.1.3 Le complexe Sgr C

Le complexe Sgr C est situé environ 80 pc à l'ouest Galactique de Sgr A*. Malgré sa symétrie apparente avec Sgr B, de l'autre côté du trou noir, l'émission en rayons X de cette structure moléculaire est plus complexe que celle de Sgr B. Sgr C présente en particulier une émission diffuse à basse énergie (autour de 3 keV) qui semble provenir d'un reste de supernova et d'une éjection en forme de cheminée (cf. Figure 2.7, Tsuru et al., 2009). Les observations semblent indiquer que le reste de supernova et la cheminée sont liées mais la forme de l'émission est relativement inhabituelle. Par ailleurs, le reste de supernova semble interagir avec la matière moléculaire de la région. Le choc résultant pourrait être une région d'accélération de particules et ainsi participer à l'émission à 6.4 keV détectée dans le complexe Sgr C (Yusef-Zadeh et al., 2007). Afin d'étudier cette région spécifique de la zone moléculaire centrale, notre groupe a obtenu une observation *Chandra* dédiée qui a été réalisée en août 2014. Cette observation devrait permettre de quantifier la contribution des rayons cosmiques faiblement énergétiques à l'émission de la raie Fe K α détectée dans la région, en étudiant la structure fine et les variations du signal.

La présence de la raie de fluorescence Fe K α à l'intérieur du complexe Sgr C a initialement été détectée dans les observations *ASCA* (Murakami et al., 2001), puis étudiée plus récemment avec l'observatoire *Suzaku* (Nakajima et al., 2009; Ryu et al., 2013). Ces trois études montrent que le spectre de la région est compatible avec un spectre de réflexion ayant une grande largeur équivalente et une forte absorption du signal. Ces caractéristiques favorisent l'activité passée de Sgr A* comme origine de l'émission. En utilisant cette hypothèse, Ryu et al. (2013) ont estimé la position des différents cœurs de Sgr C pouvant être déduite de l'absorption en rayons X, et proposent que deux des cœurs (C1 et C3) soient positionnés environ 60 pc devant le plan du trou noir, tandis que le troisième (C2) se trouverait à une distance similaire ou supérieure, mais en arrière de Sgr A*. Si cette dernière position était vérifiée, elle permettrait de mettre des contraintes sur l'activité du trou noir il y a environ 500 ans. Néanmoins, une autre étude basée sur des données *Chandra* (2001) contredit cette interprétation en trouvant une largeur équivalente de la raie Fe K α plus faible et propose un scénario d'illumination par des rayons cosmiques (Yusef-Zadeh et al., 2007).

Les données *Suzaku* couvrant le complexe Sgr C en 2006 et en 2010 avaient déjà suggéré que l'émission de la région était en partie variable (8% d'augmentation, Ryu et al., 2013). La comparaison des deux relevés *XMM-Newton* montre pour la première fois des variations dans l'ensemble du complexe Sgr C, avec notamment une décroissance globale du flux dans les régions C1 et C2 (cf. Figure 8.1). À partir des cartes d'émission à 6.4 keV nous avons mesuré une baisse de 20% du signal dans une région large (rejet de l'hypothèse constante à 8σ). Cette variation est en faveur d'un scénario de réflexion pour une part importante du signal.

8.2 Première détection de variabilité dans la région des Arches

L'amas des Arches est un amas d'étoiles massives, situé au centre de la Galaxie à environ 11 arcmin du trou noir supermassif dans la direction nord-est en coordonnées Galactiques (cf. Figure 2.7, pour une position précise sur la carte du ciel). L'émission thermique de l'amas est entourée d'une émission diffuse non thermique dont l'origine fait débat. En effet, alors que la plupart des nuages de la zone moléculaire centrale sont soumis à des phénomènes de réflexion révélés par de fortes variations temporelles, l'émission à 6.4 keV de la région des Arches ne semble pas avoir varié significativement avant 2012. Ce constat a entraîné le développement de scénarios alternatifs (détaillés dans la Sec-

tion 9.1) tel que le bombardement de cette région par des particules chargées qui peuvent également être responsables du phénomène de fluorescence. La première comparaison des images produites grâce aux deux relevés *XMM* de 2000–2001 et de 2012 montre une nette variation de l'émission à 6.4 keV dans la région des Arches. Nous avons donc décidé d'examiner plus en détail cette région du complexe Sgr A qui n'a pas pu être caractérisée à l'aide des données *Chandra*. Les résultats de cette étude ont été publiés dans Clavel et al. (2014).

8.2.1 Caractérisation de l'émission X dans la région des Arches

L'amas des Arches se situe dans une région complexe sur le plan morphologique et dynamique, directement au sud des filaments géants en forme d'arches (observable dans le domaine visible). L'amas est constitué de plusieurs milliers d'étoiles s'étant toutes formées à la même époque, il y a environ 2.5 millions d'années (Figer et al., 1999). La population stellaire est caractérisée par des étoiles très massives, avec des masses initiales allant jusqu'à plusieurs centaines de masses solaires pour les étoiles Wolf-Rayet. Ces dernières sont connues pour leurs importants vents stellaires entraînant des pertes de masse supérieures à $10^{-5} M_{\odot}$ par an (Figer et al., 2002). Cet amas d'étoiles est également très compact (taille physique du cœur à 8 kpc : 0.4 pc), ce qui a pu favoriser la création de systèmes binaires. Enfin, l'amas des Arches est le seul des trois amas présents au centre de la Galaxie à présenter une émission relativement importante en rayons X, avec une luminosité d'environ $10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ (Yusef-Zadeh et al., 2002b).

L'émission en rayons X de l'amas a été étudiée en détail par Wang et al. (2006), grâce à une observation profonde de *Chandra* en 2004. Cette analyse met en évidence trois sources discrètes au cœur de l'amas ainsi que deux composantes d'émission diffuse de natures différentes (cf. Figure 8.3). Les sources discrètes sont caractérisées par une émission ayant une forte contribution de la raie d'émission à 6.7 keV (cf. Figure 2.7, centre), et sont certainement le résultat de collisions entre les vents stellaires d'étoiles massives situées dans des systèmes binaires resserrés (Cantó et al., 2000; Raga et al., 2001). L'émission diffuse de la région est divisée en une composante thermique tracée par la raie à 6.7 keV et une composante non thermique tracée par la raie à 6.4 keV. L'émission thermique est clairement associée à l'amas stellaire puisqu'elle décroît rapidement avec le rayon ; elle est donc probablement générée par l'ensemble des vents stellaires générés dans l'amas. Une augmentation de 70% de cette émission a été détectée pendant les observations *XMM* réalisées en mars et en avril 2007 (cf. Table 3.3, Capelli et al., 2011a). Cette variation d'origine thermique a également été attribuée à l'activité stellaire de l'amas. L'émission non thermique est, quant à elle, beaucoup plus étendue et non symétrique, avec une sur-densité d'émission au sud-est de l'amas d'étoiles (cf. Figure 8.3, droite). L'origine de cette seconde composante est plus incertaine.

Etudes précédentes sur l'origine de l'émission non thermique

La forme spectrale de l'émission sur des échelles de quelques dizaines de secondes d'arc a été étudiée à l'aide des instruments *Chandra* (Wang et al., 2006), *XMM-Newton* (Capelli et al., 2011b; Tatischeff et al., 2012) et *NuSTAR* (Krivonos et al., 2014). Ces différentes caractérisations n'ont cependant pas abouti à un diagnostic univoque pour expliquer l'origine de l'émission non thermique et de la raie de fluorescence du fer neutre. Ainsi, toutes les études discutent la possibilité d'une irradiation par une source externe et le scénario d'un bombardement par des rayons cosmiques non relativistes (hadroniques ou leptoniques), sans pouvoir exclure formellement l'un ou l'autre.

Dans leur étude, Wang et al. (2006) ont argumenté que l'absence de corrélation entre l'émission X

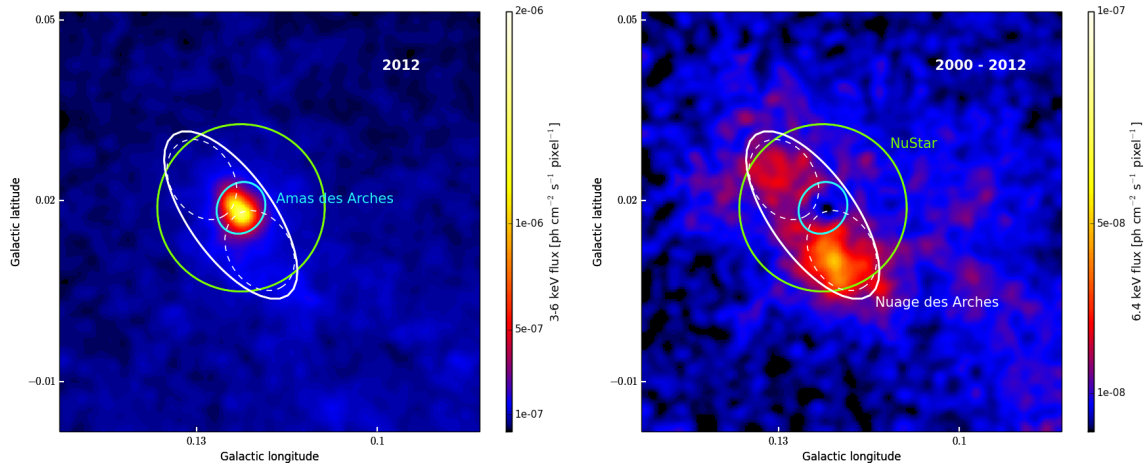


FIGURE 8.3 – Emissions thermique et non thermique de l’amas des Arches et du nuage alentour. (*Gauche*) Carte du flux dans la bande d’énergie 3–6 keV, traçant l’émission diffuse d’origine thermique en provenance de l’amas des Arches, dans les données *XMM-Newton* de 2012. (*Droite*) Carte en flux de l’émission Fe K α à 6.4 keV soustraite du continu. La mosaïque regroupe les observations *XMM-Newton* de 2000 à 2012 et a été lissée à l’aide d’un noyau gaussien de 10 arcsec. Les ellipses bleue et blanche représentent respectivement l’amas et le nuage des Arches étudié dans la Section 8.2. Le cercle vert correspond à la région « NuStar » utilisée dans l’étude de Krivonos et al. (2014). Le surplus d’émission partant du nuage des Arches en direction du sud-ouest Galactique correspond à la partie supérieure du filament NE (cf. Figure 8.1).

et la molécule CS ainsi que la morphologie générale de l’émission étaient deux éléments en faveur d’une émission non thermique créée par collision. Des rayons cosmiques leptoniques de faible énergie pouvant être créés dans les chocs importants présents à l’intérieur de l’amas stellaire, ce scénario expliquerait ainsi la forme générale de l’émission en arc de choc mis en avant par les auteurs.

Les deux études basées sur les données *XMM* de 2000 à 2009 se sont quant à elles intéressées à la variabilité de l’émission à 6.4 keV. Aucune d’elles n’a mis en évidence des variations significatives dans la région directement autour de l’amas. De ce fait, l’étude de Tatischeff et al. (2012) renforce l’hypothèse d’une illumination par des rayons cosmiques créés dans l’amas des Arches, tout en excluant la possibilité de rayons cosmiques leptoniques avancée par Wang et al. (2006), en raison des contraintes énergétiques non réalistes imposées par ce scénario (cf. Section 9.1.1). En revanche, Capelli et al. (2011b) ont détecté une variation (l’hypothèse d’une courbe de lumière constante est rejetée à 1.9σ) dans le filament DX, situé environ à 3 arcmin au nord Galactique de l’amas. Cette variation suggère qu’une partie au moins de l’émission de la région est due à des phénomènes de réflexion, et les auteurs ont évoqué la possibilité d’une illumination par un objet transitoire du centre Galactique, tel qu’une hypothétique binaire proche de la zone considérée.

Enfin, l’étude à plus haute énergie (dans la bande 3–40 keV) réalisée par Krivonos et al. (2014) souligne que les caractéristiques de la région révélées par *NuSTAR* sont en bon accord avec l’analyse de Tatischeff et al. (2012), et restent donc compatibles avec les deux, ou une combinaison des deux processus. En ajustant les modèles spectraux sur une bande d’énergie plus large, cette étude permet également de mieux contraindre les propriétés de la composante continue du spectre et donc les propriétés du rayonnement incident et/ou de la population de particules.

8.2.2 Détection d'une variation de l'émission non thermique en 2012

Si la décroissance de l'émission à 6.4 keV constatée dans le nuage des Arches s'avère réelle (cf. Section 8.1.1), nous aurions identifié un argument fort en faveur de la réflexion. Nous avons donc réalisé une étude dédiée spécifiquement à la région du nuage des Arches (région définie par Tatischeff et al., 2012 et représentée sur la Figure 8.3) en utilisant toutes les observations *XMM* disponibles pour cette région. Nous avons choisi de regrouper les données par année d'observation et nous disposons donc de neuf mesures réparties entre 2000 et 2013. Notre étude de la variabilité de l'émission non thermique ajoute ainsi trois années d'observation aux études précédentes, dont un pointé profond en 2012. La réduction des données, ainsi que le détail des observations utilisées sont présentés à la Section 3.1.3.

Modèle spectral et méthode d'analyse

La caractérisation précise des spectres dans la bande d'énergie 2–7.5 keV repose en partie sur la modélisation du fond astrophysique présent à la position du nuage étudié. Contrairement aux études de variabilité précédentes (Capelli et al., 2011b; Tatischeff et al., 2012), l'émission de fond que nous avons choisie pour corriger les observations du fond de particules (QPB) ne rend pas compte du fond astrophysique présent dans les données (cf. Section 3.1.3). En théorie l'émission du fond astrophysique peut être modélisée par deux plasmas de températures 1 et 7 keV (Muno et al., 2004). Afin d'étudier cette composante, nous avons donc extrait les spectres de plusieurs régions étendues situées autour du nuage des Arches, et nous les avons ajustés à l'aide d'une somme de deux modèles APEC (modèle spectral Xspec pour un gaz diffus et ionisé par collisions) aux températures correspondantes. La métallicité du milieu était fixée à 1.7 fois les valeurs solaires (Tatischeff et al., 2012). L'ajustement obtenu pour les spectres des différentes régions est satisfaisant ($\chi_r^2 \sim 1$), ce qui confirme la pertinence du modèle choisi. Par ailleurs, le rapport entre la normalisation des composantes molle et dure prend des valeurs très différentes selon la région considérée (allant de 1.8 à 5.5). Cette différence est due à la distribution spatiale très structurée du plasma froid (cf. Figure 2.7). Etablir un modèle spectral pour l'émission du fond astrophysique superposée au nuage des Arches à partir des régions avoisinantes est donc particulièrement difficile. En revanche, nous pouvons vérifier que l'émission de ces régions est stable dans le temps. Pour cela, nous avons choisi une région elliptique à la fois proche du nuage des Arches, couverte par la majorité des observations *XMM-Newton* utilisées, et faiblement émettrice dans la raie de fluorescence du fer à 6.4 keV (la région choisie est référencée par « Test bkg » dans la Table B.4 et se situe au sud Galactique de la région des Arches). J'ai fixé le ratio entre les composantes chaude et froide de l'émission thermique à la valeur moyenne obtenue lors des ajustements précédents (5.5 pour cette région spécifique), puis j'ai réalisé un nouvel ajustement du spectre, année par année, en gardant la normalisation du plasma chaud comme seul paramètre libre. La valeur moyenne de ce paramètre sur l'ensemble des années considérées est alors $(11.4 \pm 0.3) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$, et l'amplitude maximale des variations temporelles observées est inférieure à 6.6%.

Afin de rendre compte de l'émission dans la région correspondant au nuage des Arches nous avons utilisé le modèle spectral suivant,

$$\text{WABS} \times (\text{APEC} + \text{POWERLAW}) + \text{GAUSSIAN}. \quad (8.1)$$

GAUSSIAN modélise l'émission de la raie de fluorescence Fe K α qui est définie par trois paramètres : son énergie, sa largeur et son flux en photons $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. POWERLAW modélise l'émission du continu associé, définie par son indice de photon et sa normalisation à 1 keV exprimée en $\text{ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$. APEC modélise l'émission thermique de la région, définie par sa température, sa normalisation en

cm^{-5} ainsi que par la métallicité du milieu. WABS quantifie l'absorption photoélectrique du signal en fonction de la densité de colonne du milieu, en cm^{-2} .

Ce modèle est similaire à celui proposé par Tatischeff et al. (2012), à une différence près : dans notre modèle, le flux de la raie $\text{Fe K}\alpha$ n'est pas corrigé de l'absorption globale. Le flux de la raie de fluorescence quantifie ainsi directement le rayonnement observable. Ce choix permet de conserver l'indépendance entre le flux dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ et la densité du milieu. Cette dernière étant ajustée sur la partie molle du spectre, elle dépend fortement de la soustraction du fond choisie et varie donc significativement d'une étude à l'autre. C'est pourquoi nous avons préféré considérer la valeur absorbée du flux dans la raie du fer. Par ailleurs, l'étude spectrale du nuage des Arches réalisée par Tatischeff et al. (2012, Table 3), en utilisant l'ensemble des données disponibles de 2000 à 2009, nous permet de fixer un certain nombre de paramètres. Ainsi, la température de la composante thermique est fixée à 2.2 keV, la métallicité du nuage est fixée à $1.7 Z_{\odot}$, l'indice de photon de la loi de puissance est fixé à 1.6, l'énergie et la largeur de la raie sont fixées respectivement à 6.4 keV et 10 eV. Les paramètres libres de notre modèle sont donc la densité de colonne absorbant le signal, ainsi que les normalisations de la composante thermique, de la raie et de la composante continue relative à la réflexion. Pour chaque année d'observation, j'ai ajusté ces quatre paramètres dans la bande d'énergie 2–7.5 keV, sur tous les spectres simultanément¹. L'ajustement du modèle (8.1) aux données s'est révélé satisfaisant, avec des $\chi^2_r \sim 1$. J'ai également testé un modèle similaire incluant deux composantes thermiques à 1 et 7 keV afin de mieux rendre compte du fond astrophysique contenu dans les données. L'ajustement de ce second modèle est également satisfaisant et les résultats concernant l'émission dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ sont compatibles avec ceux obtenus avec le modèle (8.1). L'interprétation de la composante continue est plus ardue puisqu'elle dépend fortement du niveau de contamination par le fond astrophysique. Néanmoins, la stabilité du fond astrophysique est telle que toute variation supérieure à 10% peut uniquement être attribuée à une variation de la composante de réflexion.

Enfin, il est important de vérifier que les effets systématiques connus n'affectent pas nos mesures de manière significative. La majorité des observations sont centrées sur Sgr A*, et nous avons vérifié la constance de l'émission de fond à proximité de la région des Arches. Cependant, certaines observations en 2000 et en 2012 ont des pointés différents et il existe une erreur systématique liée à la surface efficace de la caméra EPIC². Nous avons donc voulu quantifier cette erreur en mesurant le flux d'une source étendue de flux constant en fonction de sa position sur le détecteur. Notre choix s'est porté sur la région de Sgr A East puisqu'elle est très brillante et largement présente dans les données *XMM-Newton* disponibles. Nous avons extrait le spectre d'une région circulaire de 90 arcsec de rayon, centrée sur Sgr A East, dans les observations réalisées en 2011 et 2012. J'ai ensuite considéré le modèle spectral proposé par Sakano et al. (2004, trois plasmas absorbés à 1, 4 et 6.5 keV) que j'ai préalablement ajusté sur une seule observation, puis utilisé comme référence pour comparer le nombre de coups prédit au nombre de coups effectif. L'émission de la région étant constante, ces deux nombres sont en théorie identiques pour toutes les observations. Les résultats obtenus entre 2 et 7.5 keV sont présentés sur la Figure 8.4. L'erreur systématique moyenne (évaluée à 3.2%) est due au fait que le modèle spectral choisi est incomplet. Il manque en effet les raies d'émission ajoutées à la main par Sakano et al. (2004). En revanche, il ne semble pas y avoir de tendance claire liée à la position dans le détecteur. Nous avons également testé l'évolution de ce résultat en fonction de la bande d'énergie considérée (2.0–5.0 ou 5.0–7.5 keV), mais nous n'avons pas observé de modification

1. Les années étudiées présentent en général plusieurs pointés et chaque pointé fournit trois spectres, un par instrument de la caméra *XMM-Newton*/EPIC.

2. Note technique de calibration du 2 octobre 2013, également explicitée par Tatischeff et al. (2012)

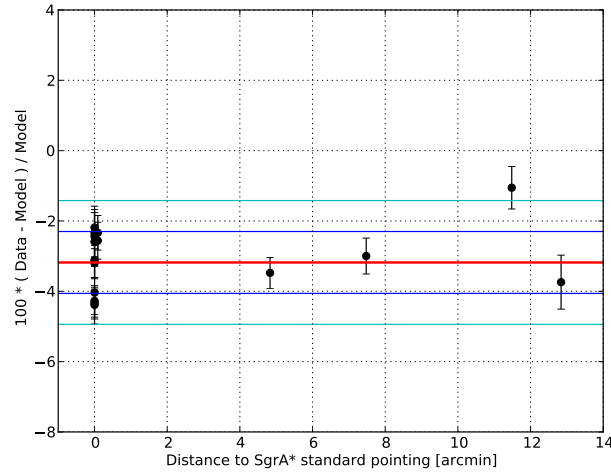


FIGURE 8.4 – Erreur relative exprimée en pour cent entre le flux attendu pour la région de Sgr A East et le flux effectivement mesuré en utilisant les outils ESAS. Les résultats sont représentés en fonction de la position de la source à l’intérieur du champ de vue de *XMM-Newton*, pour toutes les observations couvrant Sgr A East disponibles en 2011 et en 2012. Les lignes horizontales représentent la moyenne pondérée (rouge), la déviation standard à 1σ (bleu foncé) et à 2σ (bleu clair). Le point au-delà de 2σ entre 10 et 12 arcmin a un temps d’exposition PN faible, et les observations MOS ne couvrent pas l’intégralité de la région d’étude.

notable. Finalement, l’amplitude maximale de cette erreur systématique en fonction de la position dans le détecteur est inférieure à 4%, et est donc négligeable par rapport aux barres d’erreur à 1σ données par l’ajustement du spectre.

Baisse de l’émission X non thermique

La Figure 8.5 présente l’émission dans la raie de fluorescence $\text{Fe K}\alpha$ pour la région des Arches, à sept époques différentes entre 2000 et 2013, ainsi que la meilleure corrélation trouvée avec les traceurs moléculaires de la région. L’ensemble de l’émission en rayons X a la forme d’une ellipse très allongée, centrée à l’est Galactique de l’amas des Arches. Cette morphologie est parfaitement compatible avec l’émission de la molécule N_2H^+ , transition $J=1-0$, telle que cartographiée par le relevé Mopra autour de -25 km s^{-1} (Jones et al., 2012). Cependant, la position exacte de l’émission X est décalée d’environ 18 arcsec par rapport aux données moléculaires, et cette valeur est plus importante que l’erreur de pointé de 10 arcsec mentionnée par Jones et al. (2012). Néanmoins, la température d’antenne, plus importante au sud Galactique de l’ellipse principale, est compatible avec la région émettant le plus fortement dans la raie du fer. Les flux détectés par notre analyse sont compatibles avec les valeurs mesurées par Capelli et al. (2011b), ainsi qu’avec le décalage spatial de l’émission de haute énergie caractérisé par Krivonos et al. (2014) grâce aux données *NuSTAR*. Cette région au sud du nuage des Arches est absente des cartes CS, transition $J=1-0$, à la vitesse correspondante (Tsuboi et al., 1999a). Contrairement à une absence de matière, ceci suggère que l’émission de la molécule CS est auto-absorbée à cette position et indique un cœur plutôt dense.

A partir de la Figure 8.5, il est également manifeste que l’émission de la raie $\text{Fe K}\alpha$ a varié pendant la période de 2000 à 2013, présentant des modifications d’intensité et de morphologie. En particulier, les deux régions nord et sud du nuage des Arches (ellipses en pointillés) semblent avoir connu une crois-

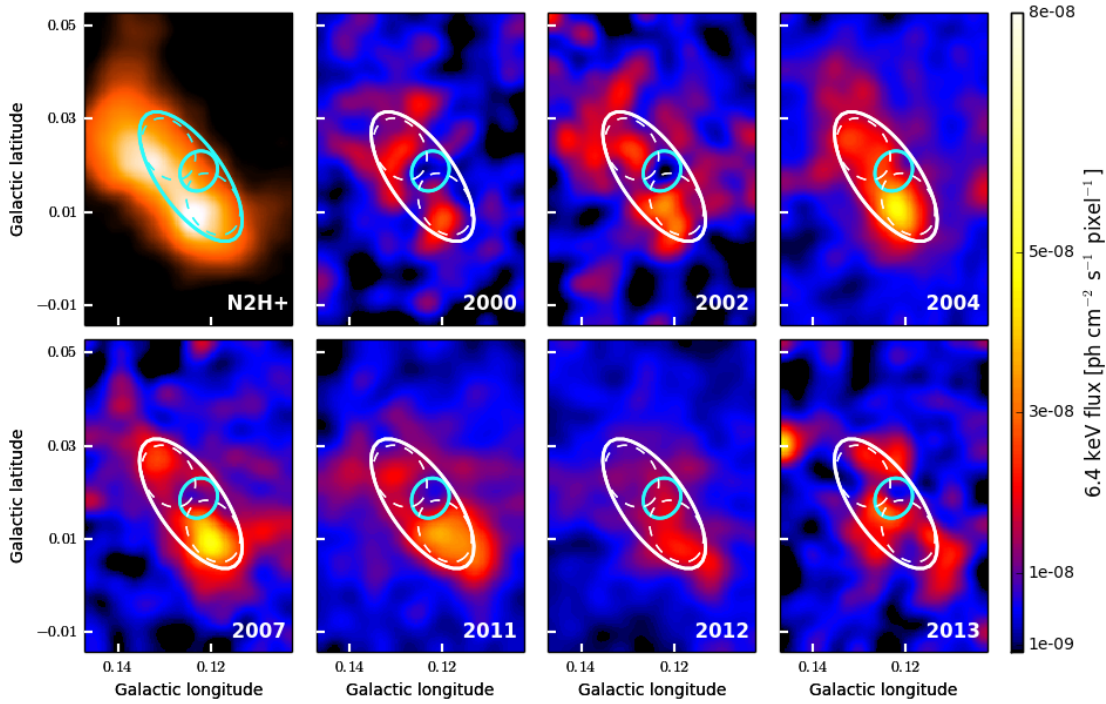


FIGURE 8.5 – (*Coin supérieure gauche*) Carte donnant la température d'antenne de la molécule N_2H^+ ($J=1-0$) à la position du nuage des Arches, intégrée entre -40 et -10 km s^{-1} . Les données sont issues du relevé Mopra de la zone moléculaire centrale (Jones et al., 2012). Une contribution moléculaire significative est présente, même si elle semble décalée vers le sud-est Galactique comparée à l'émission X de la région des Arches. (*Autres*) Cartes d'intensité de la raie de fluorescence $\text{Fe K}\alpha$ soustraites du fond et de l'émission continue, obtenues à partir des données *XMM-Newton* pour sept années différentes entre 2000 et 2013. Elles sont représentées en coordonnées Galactiques et lissées en utilisant un noyau gaussien de 20 arcsec de rayon. L'ellipse dessinée par un trait blanc continu délimite la région correspondant au nuage des Arches, l'ellipse bleu clair est la région correspondant à l'amas stellaire, et les deux ellipses en pointillés sont deux sous-régions du nuage : nord et sud. Le nuage pris dans son ensemble montre des variations morphologiques d'une période à l'autre avec une décroissance claire de son émission globale en 2012.

sance suivie d'une décroissance en flux, avec un maximum en 2004 pour la région nord, et en 2007 pour la région sud. En 2012, nous observons une diminution du niveau global de l'émission du nuage. En 2013, la morphologie générale de l'émission est assez différente de ce qui était observable les années précédentes, et le signal semble alors entourer les cœurs denses tracés par la molécule N_2H^+ .

Afin de vérifier que les variations visibles dans les images sont significatives, j'ai réalisé un ajustement du spectre extrait de la région du nuage des Arches (région de l'amas stellaire exclue) en utilisant le modèle (8.1). La Figure 8.6 présente les variations du flux de la raie $\text{Fe K}\alpha$ et du continu contenu dans la loi de puissance. Ces deux composantes varient significativement et l'ajustement constant est rejeté respectivement à 4.3 et 5.6σ . En outre, les deux composantes subissent une baisse d'intensité similaire de plus de 30% en 2012. Nous avons appliqué le test de corrélation de Pearson au flux de la loi de puissance en fonction du flux à 6.4 keV (en suivant la méthode de Pozzi et al., 2012, pour prendre en compte les incertitudes), et avons ainsi mesuré une corrélation avec une confiance de 3σ . De plus, l'ajustement linéaire indique une pente de 1.0 ± 0.3 entre les deux paramètres (cf. Figure 8.7, gauche), ce qui suggère que la majorité du flux tracé par la loi de puis-

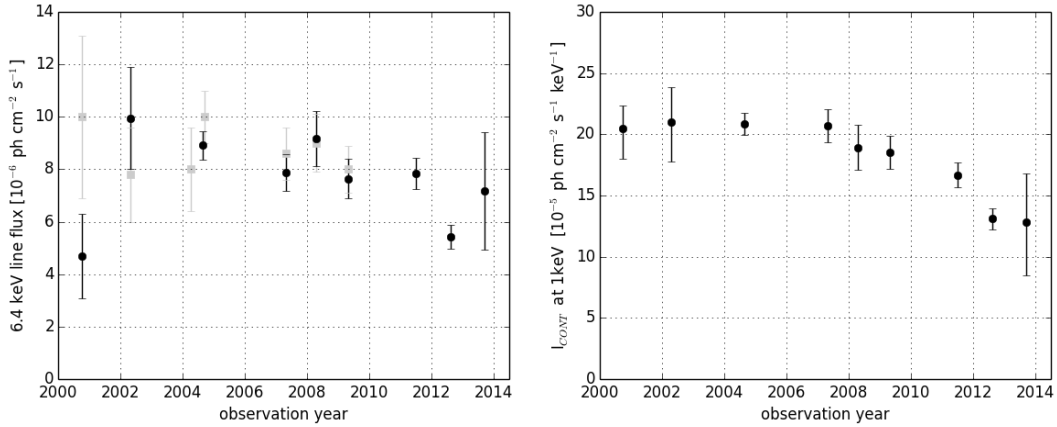


FIGURE 8.6 – (*Gauche*) Courbe de lumière présentant le flux de la raie Fe K α dans le nuage des Arches, obtenu en utilisant le modèle spectral (8.1), en noir. Cette courbe de lumière est compatible avec une émission constante jusqu'en 2011, avec une valeur moyenne de $8.2 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mais l'ajustement constant sur l'ensemble des données est rejeté à 4.3σ , en raison d'une diminution de plus de 30% en 2012. Les points en gris correspondent à la courbe de lumière équivalente mais corrigée de l'absorption, publiée par Tatischeff et al. (2012). Mis à part le point de 2000, nos valeurs sont compatibles avec les leurs. (*Droite*) Courbe de lumière présentant le flux du continu ajusté dans la région correspondant au nuage des Arches, en utilisant le modèle (8.1). La courbe de lumière est compatible avec une émission constante jusqu'en 2011, avec une valeur moyenne de $19.3 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$, mais l'ajustement constant sur l'ensemble des données est rejeté à 5.6σ .

sance est en effet liée à l'émission à 6.4 keV. Comme attendu dans ce cas, la largeur équivalente de la raie Fe K α est compatible avec une constante sur l'ensemble de la période, avec une valeur moyenne $EW = 0.9 \pm 0.1 \text{ keV}$ (rejection de l'ajustement constant inférieure à 0.2σ). Les deux autres paramètres libres ajustés sur les données spectrales sont compatibles avec une émission constante sur les treize années considérées et leur moyenne pondérée vaut $N_H = (6.0 \pm 0.3) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ pour l'absorption, et $I_{2.2\text{keV}} = (3.6 \pm 0.7) \times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$ pour la normalisation de l'émission thermique. La valeur moyenne du plasma donnée ici a été calculée en ignorant la valeur de 2007 qui est significativement plus importante en raison d'une contamination en provenance de l'amas stellaire en éruption (Capelli et al., 2011a).

Afin de comparer nos valeurs à celles publiées par Tatischeff et al. (2012), nous avons, comme eux, divisé les données de 2004 en deux périodes distinctes, et réalisé un ajustement des spectres de 2000 à 2009. Pour cet échantillon restreint, le flux dans la raie Fe K α et la normalisation du continu sont constants (rejet de l'ajustement constant à 1.4σ seulement) et valent respectivement $F_{6.4\text{keV}} = (8.3 \pm 1.0) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (9.6 ± 1.0 , si le flux est corrigé de l'absorption) et $I_{\text{cont}} = (20.1 \pm 1.6) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$. Ces deux valeurs sont compatibles avec les résultats de Tatischeff et al. (2012), même si la composante correspondant au continu n'est pas directement comparable en raison d'estimations du fond différentes dans les deux analyses. Les points de la courbe de lumière pris individuellement sont également compatibles dans les barres d'erreur, à l'exception du point de 2000 pour lequel la valeur trouvée est environ 2σ en dessous de celle mesurée par Tatischeff et al. (2012, cf. Figure 8.6). J'ai vérifié que cette différence n'était pas due à la position plus centrale de la région dans le détecteur *XMM* pour l'observation de 2000 par rapport aux pointées de 2002 à 2009 (cf. Figure 8.4). Cette différence est donc probablement due à la piètre qualité du spectre extrait des données correspondantes mais n'a pas été entièrement identifiée. Cependant, le point de 2000

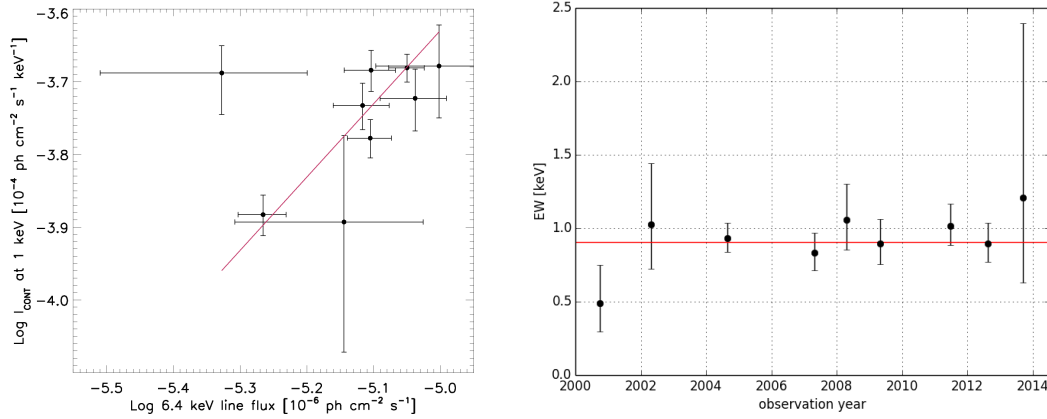


FIGURE 8.7 – (*Gauche*) Test de corrélation appliqué au flux contenu dans la loi de puissance continue en fonction du flux dans la raie à 6.4 keV. Les deux composantes sont corrélées avec une signification de 3σ et la pente de la droite vaut 1.0 ± 0.3 , ce qui indique que, dans le modèle spectral choisi, la loi de puissance isole principalement la composante continue liée à l'émission de la raie. Le point le plus éloigné de l'ajustement linéaire correspond aux données de 2000. (*Droite*) Valeurs de la largeur équivalente au cours du temps. L'ajustement constant (en rouge) est rejeté à moins de 0.2σ et indique une valeur moyenne de 0.9 ± 0.1 keV.

étant faiblement contraint, l'exclure ne change pas significativement le rejet de l'ajustement constant sur l'ensemble de la période.

Les observations *XMM-Newton* réalisées à l'automne 2012 peuvent également être comparées aux observations *NuSTAR* recueillies à la même période (Krivonos et al., 2014). Pour ce faire, nous avons extrait les spectres dans une région circulaire de 50 arcsec de rayon et centrée sur l'amas des Arches (région référencée par « NuStar » sur la Figure 8.3) et nous les avons ajustés avec le modèle (8.1), mais en fixant les valeurs correspondant à l'absorption, à la température du plasma et à l'indice de la loi de puissance aux valeurs fournies par *NuSTAR* (Krivonos et al., 2014, Table 5, Model 1). Les valeurs trouvées pour le flux de la raie Fe K α (corrigé de l'absorption, $F_{6.4\text{keV}} = 1.02 \pm 0.06 \times 10^{-5}$ ph cm⁻² s⁻¹), pour les normalisations du plasma ($I_{1.76\text{keV}} = 50 \pm 1 \times 10^{-4}$ cm⁻⁵) et du continu ($I_{\text{cont.}} = 1.58 \pm 0.08 \times 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹ dans la bande 3–20 keV) sont pleinement compatibles avec les valeurs publiées par Krivonos et al. (2014) pour la même région. Dans la mesure où le facteur de calibration croisée absolue entre *XMM-Newton* et *NuSTAR* est inférieur à 3% (Risaliti et al., 2013), nous en déduisons que la concordance apparente entre les flux trouvés par Tatischeff et al. (2012) et ceux trouvés par Krivonos et al. (2014) est reliée à la plus grande taille de région considérée dans les travaux les plus récents. La valeur *NuSTAR* est donc compatible avec la diminution de l'émission détectée en 2012.

8.2.3 Nouvelles contraintes sur l'origine de l'émission non thermique

L'émission non thermique caractérisée dans le nuage des Arches peut être créée soit par un bombardement de particules chargées, soit par une forte irradiation en rayons X durs (cf. Chapitre 9). Les études précédentes ont montré que le spectre de la région n'apporte pas assez d'information pour discriminer l'un ou l'autre modèle (Wang et al., 2006; Capelli et al., 2011b; Tatischeff et al., 2012; Krivonos et al., 2014). Les diagnostics restants sont donc associés à la localisation de l'émission et à sa variabilité.

L'absence d'une corrélation claire avec la matière moléculaire a favorisé le développement du scénario invoquant un bombardement de particules chargées. Nous identifions ici, et pour la première fois, une contrepartie moléculaire pertinente de l'émission à 6.4 keV, en utilisant le traceur N_2H^+ plutôt que le CS qui semble en partie auto-absorbé. En particulier, la morphologie générale de la structure moléculaire, avec sa séparation en deux lobes, est en bon accord avec la distribution du flux observé en rayons X. Ceci est pleinement compatible avec un scénario de réflexion. La corrélation pic à pic n'est pas pleinement vérifiée en raison du décalage mentionné à la Section 8.2.2. Cependant, la répartition exacte du gaz peut être différente de celle indiquée par le traceur moléculaire choisi, et la propagation complexe du rayonnement X à l'intérieur de la structure moléculaire pourrait également expliquer ce décalage (cf. Chapitre 6).

De plus, la diminution de 30% observée sur une échelle d'un an environ, détectée pour les émissions de la raie $\text{Fe K}\alpha$ et du continu, peut uniquement être expliquée par un phénomène de réflexion. En effet, le temps de diffusion et le taux de perte d'énergie des rayons cosmiques hadroniques de basse énergie permettent des baisses d'émission, mais sur des échelles de temps beaucoup plus longues (décennies) et les contraintes énergétiques requises pour des rayons cosmiques leptoniques ne sont pas réalistes (Tatischeff et al., 2012, et Section 9.1). Ainsi, la variation significative de l'émission non thermique détectée ici pour la première fois est l'élément clef pour conclure qu'une fraction importante de cette émission est due à un phénomène de réflexion. L'énergie libérée par l'amas d'étoiles lors du phénomène éruptif détecté en 2007 est au moins deux ordres de grandeur en dessous de l'énergie nécessaire à l'illumination du nuage des Arches (Capelli et al., 2011a; Tatischeff et al., 2012). Par conséquent, la source à l'origine du phénomène de réflexion n'est probablement pas spécifique à la région et l'émission résultante est donc à mettre en perspective avec les autres variations observées dans la zone moléculaire centrale et est discutée au Chapitre 9.

8.3 Etude systématique des variations

L'analyse systématique des variations présentée au Chapitre 7 et réalisée sur la région du complexe Sgr A avec les données *Chandra* nous a permis d'extraire des informations contraignantes sur les variations des nuages les plus brillants. Nous souhaitons ici reproduire une analyse similaire mais sur l'intégralité de la zone moléculaire centrale en utilisant les données *XMM-Newton* disponibles. Cette nouvelle étude conserve la même méthode que celle présentée au chapitre précédent, mais les choix d'analyse ont dû être adaptés aux données *XMM* et à la couverture temporelle limitée de la plupart des régions. Nous commençons donc par expliciter les spécificités de cette seconde analyse. Nous présentons ensuite une première série de résultats sur les régions proches de Sgr A* qui sont compatibles avec les observations *Chandra* et complètent les contraintes déjà établies. Enfin, nous décrivons les variations détectées dans l'intégralité de la zone moléculaire centrale en détaillant leurs caractéristiques principales.

8.3.1 Choix d'analyse

La méthode d'analyse systématique utilisée ici a été développée pour l'étude des variations visibles dans les données *Chandra* du complexe Sgr A. La description générale du procédé est présentée à la Section 7.3 et reste inchangée. En particulier, les résultats obtenus avec les données *XMM* sont présentés sous forme de cartes de variabilité et de courbes de lumière, comme au Chapitre 7. En revanche, les routines d'analyse ont été adaptées aux spécificités de l'observatoire *XMM-Newton*,

notamment à sa meilleure sensibilité et à sa résolution angulaire plus limitée, et nous justifions ci-dessous les choix de paramètres qui diffèrent de l'analyse initiale.

Résolution temporelle

Les observations *XMM-Newton* disponibles (cf. Table 3.3) n'offrent pas une couverture homogène de la région d'étude. Le temps d'exposition par année ne nous a pas semblé suffisant pour garder une résolution temporelle d'un an, notamment pour les régions en dehors du pointé standard sur Sgr A*. Nous avons donc décidé de grouper les observations de la manière suivante : 2000–2001 (correspondant au premier relevé de la zone moléculaire centrale, Figure 8.1, haut), 2002–2003, 2004–2005, 2006–2007, 2008–2009, 2010–2011 et 2012 (correspondant principalement au relevé profond de la zone moléculaire centrale réalisé par notre groupe, Figure 8.1, bas). Ce regroupement porte la résolution temporelle à deux ans mais nous permet d'obtenir une statistique par période plus satisfaisante pour la majorité des régions considérées. Par ailleurs, le découpage biennal permet également d'homogénéiser les courbes de lumière utilisées pour l'analyse systématique. La couverture temporelle résultante est indiquée sur la Figure 8.8 (bas) : en dehors de la région centrale observée durant chacune des sept périodes considérées, la majorité des régions d'intérêts présentent quatre points de mesures entre 2000 et 2012.

Résolution spatiale

En raison de la taille de la PSF, de sa déformation en bord de champ pour les instruments à bord de l'observatoire *XMM-Newton*, ainsi que de la statistique requise en termes de nombre d'événements, l'analyse systématique des variations ne peut pas être réalisée sur des pixels de surface inférieure à 30×30 arcsec², soit quatre fois plus grands que les pixels utilisés pour l'analyse *Chandra*. Nous avons donc réalisé une première analyse en considérant cette taille de pixel minimale, sensible aux variations de l'ordre de quatre ans ou plus (cf. Chapitre 6). Puis, afin de maximiser les chances de détection dans les régions où le signal est relativement faible, nous avons également mené une analyse sur des cartes ayant des pixels plus larges, de 1×1 arcmin², soit environ huit années-lumière (cf. Figure 8.14). Des variations plus rapides peuvent être détectées si les structures moléculaires contenues dans les pixels individuels possèdent des cœurs denses de taille inférieure au pixel.

Bande d'énergie

La grande sensibilité de l'observatoire *XMM-Newton* à haute énergie permet de restreindre l'analyse à la raie de fluorescence du fer, c'est-à-dire à la bande d'énergie 6.32–6.48 keV, soustraite du fond et du continu. La restriction de la bande d'énergie au phénomène de fluorescence limite la statistique du signal étudié mais permet de s'affranchir de la contribution de la majorité des sources ponctuelles. Or, ces dernières ne sont pas toujours bien résolues dans les données *XMM-Newton* et la soustraction de leur contribution aux régions de 30 ou 60 arcsec peut s'avérer délicate. Un exemple de carte d'émission créée dans cette bande d'énergie est présenté à la Figure 8.8 (haut).

Seuil de signification

L'estimation du niveau de signification des variations détectées est réalisée exactement de la même manière qu'avec les données *Chandra*, c'est-à-dire en testant l'hypothèse d'une émission constante,

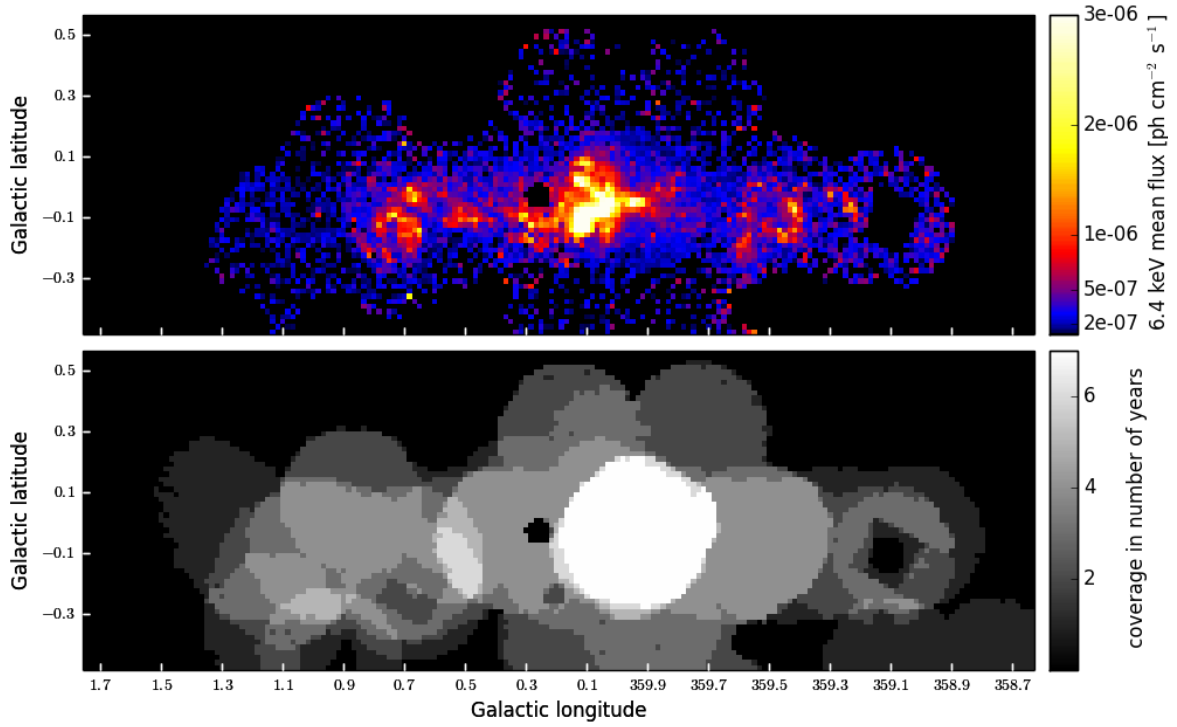


FIGURE 8.8 – Cartes présentant le cube de données *XMM-Newton* utilisé pour la caractérisation des variations à 6.4 keV de l'ensemble de la zone moléculaire centrale, avec une résolution de 1 arcmin. (*Haut*) Valeur du flux de la raie Fe K α résultant de l'ajustement constant réalisé sur la courbe de lumière de chacun des pixels. Les régions brillantes correspondent aux régions ayant été au moins en partie illuminées entre 2000 et 2012, et sont principalement concentrées dans les trois complexes moléculaires, de gauche à droite, Sgr B ($l \sim 0.7^\circ$), Sgr A ($l \sim 0.0^\circ$) et Sgr C ($l \sim 359.4^\circ$). (*Bas*) Nombre de points constituant la courbe de lumière de chacun des pixels. Les régions centrales sont régulièrement observées et ont donc une couverture temporelle optimale tandis que les régions périphériques comptabilisent au plus quatre périodes d'observation. Les « trous » correspondent généralement aux régions exclues des données pour une partie ou pour la totalité des observations, en raison de la présence d'une source brillante.

puis d'une régression linéaire, par groupe de quatre pixels. Un test a également été réalisé en groupant les pixels par 9, afin d'estimer les variations faibles sur de plus grandes échelles. Sauf mention contraire, les cartes de signification et les valeurs présentées dans cette section ne sont pas corrigées du nombre de tests. Ce dernier a néanmoins été estimé au nombre de pixels ayant une courbe de lumière composée d'au moins deux (ou trois, pour la régression linéaire) points de mesure dont un au moins se situe à plus de 3σ de la valeur nulle. Avec cette estimation, le nombre de tests correspond donc au nombre de pixels où une variation significative est effectivement détectable³. Cette contrainte limite le nombre de régions exploitables à 1040 (ou 1037) et 866 (ou 847) pour les cartes aux échelles de 30 arcsec et 1 arcmin, respectivement.

3. Nous avons également testé d'autres estimateurs plus complexes pour déterminer le nombre de tests, notamment en identifiant les régions présentant deux points raisonnablement contraints au lieu d'un. Néanmoins, les résultats obtenus ne sont pas significativement différents de ceux présentés ici.

8.3.2 Variations du complexe Sgr A vues par *XMM-Newton*

L'étude systématique réalisée avec *Chandra* présente les meilleures résolutions spatiale et temporelle envisageables pour caractériser les variations de la raie à 6.4 keV. L'analyse des données *XMM* n'est donc pas en mesure de reproduire l'intégralité des résultats présentés au Chapitre 7. Néanmoins, la comparaison des résultats des deux études est intéressante puisqu'elle permet, d'une part, de valider notre analyse systématique sur les données *XMM* et, d'autre part, de compléter les premiers résultats en ajoutant de nouvelles régions, dont celle des Arches, ainsi qu'une année d'observation supplémentaire, 2012. Afin de faciliter la comparaison des résultats, nous présentons ici l'analyse sur des échelles de 30 arcsec, au plus proche de l'échelle de 15 arcsec utilisée pour les données *Chandra*.

Les résultats de l'analyse systématique des variations, réalisée sur les données *XMM-Newton*, sont présentés sur la Figure 8.9. Cette figure peut être directement comparée à la Figure 7.15 et fournit un diagnostic similaire pour les cinq nuages principaux du complexe Sgr A : MC1, MC2, Br1, Br2 et G0.11–0.11. Ces cinq structures moléculaires présentent des variations significatives, toutes compatibles avec une régression linéaire, à l'exception des nuages Br1 et Br2, pour lesquels l'ajustement linéaire est exclu à plus de 3σ . De plus, les tendances croissantes et décroissantes caractérisées sont très similaires et mettent également en avant la propagation apparente du signal, s'éloignant de Sgr A*, dans cette région spécifique.

Contraintes similaires concernant les variations linéaires

Les variations linéaires caractérisées dans la majorité des structures du complexe Sgr A sur des échelles de 15 arcsec (cf. Chapitre 7) sont globalement confirmées par l'analyse menée sur les données *XMM* à des échelles de 30 arcsec. En revanche, le niveau de flux n'est pas directement comparable puisque les flux mesurés pour cette seconde analyse concernent des régions plus grandes, mais une bande d'énergie plus restreinte (cf. Section 8.3.1). Les nuages concernés par ce type de variations sont MC1, MC2 et G0.11–0.11, et des exemples de courbes de lumière extraites à l'intérieur de ces régions sont présentées sur les Figures 8.10 et 8.11. Les tendances décroissantes sont très similaires à celles déjà mises en évidence par l'analyse *Chandra* et ne seront donc pas commentées outre mesure. En revanche, les courbes de lumière caractérisées comme croissantes semblent apporter des informations supplémentaires. Nous avons émis l'hypothèse d'un plateau pour rendre compte de l'émission de la partie centrale de MC1, cette proposition est toujours compatible avec l'émission vue dans cette région plus large, et la décroissance n'est pas encore visible en 2012. Néanmoins, il semble que la partie est du nuage MC1 commence à voir une décroissance en 2012. Si tel était le cas, le plateau vu par la région centrale ne pourrait pas être attribué à la courbe de lumière de l'événement illuminant la région, mais uniquement à une extension plus importante de cette partie centrale du nuage le long de la ligne de visée.

Le nuage G0.11–0.11 a une meilleure couverture temporelle pour cette seconde analyse systématique. La tendance croissante dans la partie ouest du nuage, détectée marginalement par l'analyse *Chandra* (cf. Figure 7.19), n'est plus visible ici. Ceci pourrait être dû à la plus grande taille des régions considérées pour cette seconde analyse. En effet, si la tendance croissante reste faible en 2012, elle peut être masquée par un effet de moyenne avec les régions fortement décroissantes alentour. Néanmoins, quelques sous-régions à l'est du nuage montrent une croissance ténue mais significative. Une fois encore, cette tendance légèrement croissante pourrait être liée à la propagation de l'événement ou à des structures distinctes en avant ou en arrière plan, témoins d'un événement différent.

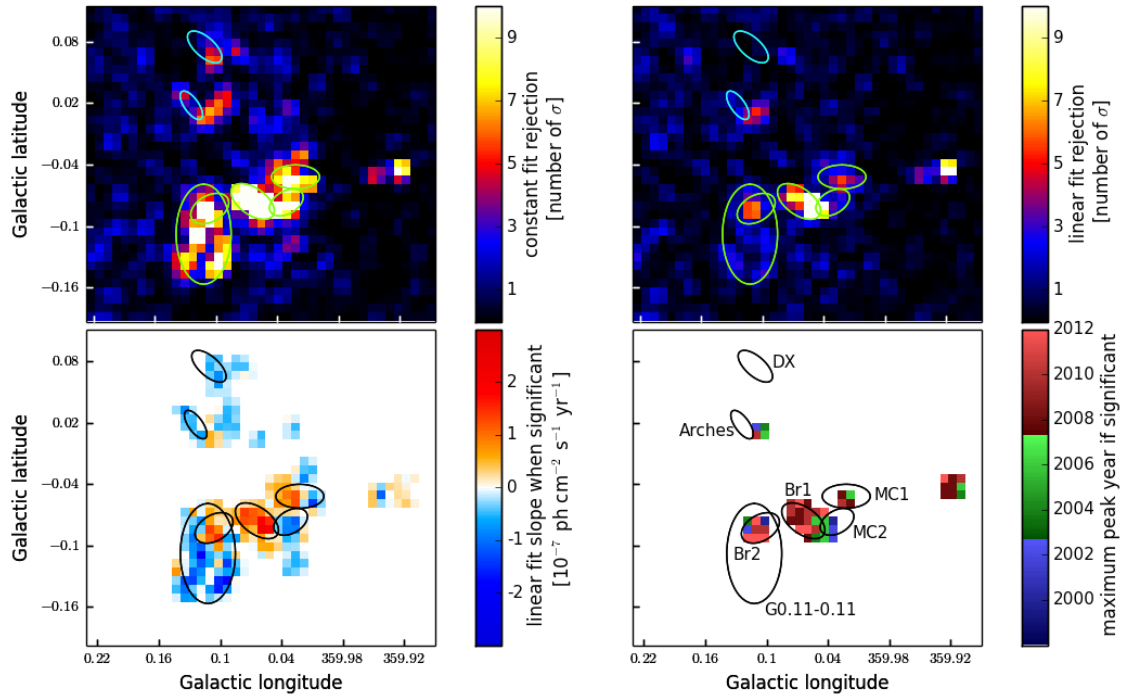


FIGURE 8.9 – Cartes créées à partir de l’analyse systématique des courbes de lumière du flux de la raie Fe K α observé avec *XMM-Newton* dans des régions de 30 arcsec. Les probabilités données dans les deux cartes supérieures sont combinées à des échelles de 60 arcsec et représentent : (*Coin supérieure gauche*) le rejet de l’ajustement constant en nombre de sigma ; (*Coin supérieure droite*) le rejet de l’ajustement linéaire en nombre de sigma. Les deux cartes en dessous représentent : (*Coin inférieure gauche*) la pente de la variation donnée par l’ajustement linéaire si l’ajustement constant est rejeté à plus de 3σ , zéro sinon ; (*Coin inférieure droite*) l’année correspondant à la valeur maximale de la courbe de lumière lorsque l’ajustement linéaire est rejeté à plus de 3σ . Ces images montrent des résultats très similaires aux données *Chandra* (cf. Figure 7.15) et ajoutent un diagnostic concernant les variations de la région des Arches. L’émission de cette dernière est globalement décroissante et ses variations sont compatibles avec une régression linéaire. La variation significative détectée dans la région autour et à l’ouest de Sgr A*, (l, b)=(359.944°, -0.046°), est vraisemblablement liée à la contribution de sources transitoires qui n’ont pas été entièrement soustraites des données utilisées pour l’analyse.

Contrainte temporelle plus faible pour la variation rapide

En raison des plus grandes échelles considérées dans cette seconde analyse, les variations rapides mises en évidence à l’intérieur de la structure du Bridge ne sont pas aussi bien contraintes qu’avec les données *Chandra*. Des exemples de courbes de lumière sont présentées à la Figure 8.12 (gauche). Le saut d’émission correspondant à l’illumination progressive du Bridge est bien visible sur l’ensemble des courbes de lumière, avec un décalage temporel différent selon l’éloignement de la région considérée par rapport à Sgr A*. Il met en évidence la propagation du signal à l’intérieur de la structure. En revanche, la décroissance rapide du signal n’est pas observée ici puisque les courbes de lumière considérées intègrent vraisemblablement différentes structures qui ne sont pas éclairées simultanément. La décroissance est donc visible sur des échelles de temps plus grandes (environ 6 ans), et les données de 2012 confirment l’extinction de la partie ouest du Bridge (cf. Section 7.2.1).

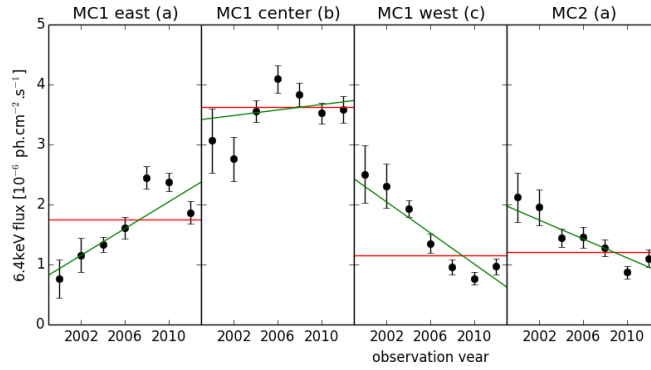


FIGURE 8.10 – Courbes de lumière de l'émission de la raie $\text{Fe K}\alpha$ extraites de différentes régions carrées de 30 arcsec de côté appartenant à MC1 et MC2, superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). Les fortes variations observées dans ces régions sont globalement linéaires, à l'exception de la région centrale du nuage MC1 et peut-être également de sa partie est qui semble voir une décroissance en 2012. Les lettres entre parenthèses font référence à la position des régions d'extraction, conformément aux spécifications de la Figure 8.1.

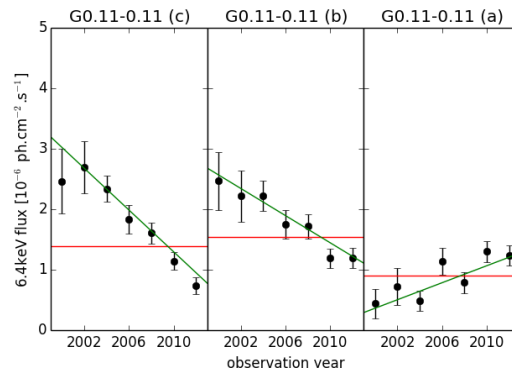


FIGURE 8.11 – Courbes de lumière de l'émission de la raie $\text{Fe K}\alpha$ extraites de différentes régions carrées de 30 arcsec de côté appartenant au nuage G0.11-0.11, superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). Les fortes variations observées dans ces régions sont correctement ajustées par une régression linéaire. Les lettres entre parenthèses font référence à la position des régions d'extraction, conformément aux spécifications de la Figure 8.1.

En ce qui concerne le filament détecté en 2011 dans les données *Chandra*, une augmentation de l'émission de la région correspondante est également détectée dans les données *XMM*. Néanmoins, la résolution temporelle de deux ans ainsi que la dilution du signal de cette structure fine dans une région de 30 arcsec ne permettent pas de mettre en avant la variation brutale du filament. Afin de comparer directement les contraintes apportées par les études (et les différentes échelles), la Figure 8.12 (droite) présente trois courbes de lumière du filament extraites à partir de régions de 15 (*Chandra*), 30 et 60 arcsec (*XMM-Newton*). Comme expliqué précédemment, plus la région est grande, moins la variation brutale est visible. Enfin, les données de 2012 semblent indiquer une décroissance du signal de cette région, ce qui confirmerait que le filament est une structure isolée et que l'événement l'éclairant est court, en accord avec ce qui est observé à l'intérieur du nuage Br1.

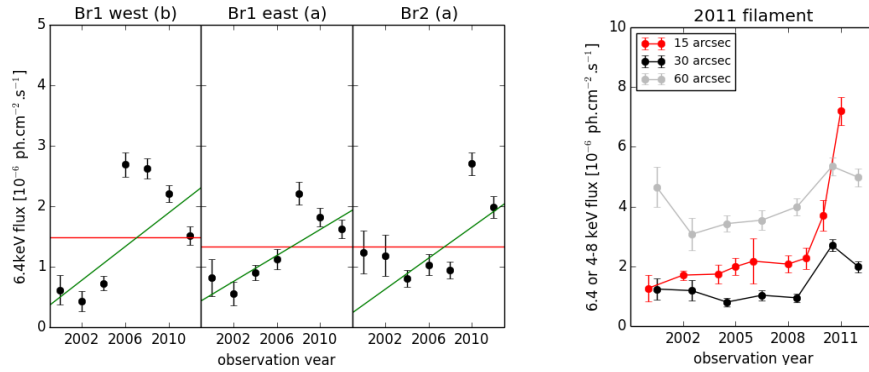


FIGURE 8.12 – (*Gauche*) Courbes de lumière de l’émission de la raie $\text{Fe K}\alpha$ extraites de différentes régions carrées de 30 arcsec de côté appartenant à Br1 et Br2 (filament), superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). Les variations rapides observées dans ces régions ne peuvent pas être ajustées correctement par une simple régression linéaire. Les lettres entre parenthèses font référence à la position des régions d’extraction, conformément aux spécifications de la Figure 8.1. (*Droite*) Courbes de lumière extraites à la position du filament détecté avec *Chandra* en 2011, mais à partir de régions de tailles différentes : 15 arcsec dans la bande 4–8 keV (en rouge, données *Chandra*), 30 et 60 arcsec dans la raie $\text{Fe K}\alpha$ (respectivement en noir et en gris, données *XMM-Newton*).

Contraintes supplémentaires sur la région des Arches

Le champ de vue plus grand du satellite *XMM-Newton* permet d’étendre l’étude systématique des variations du complexe Sgr A à la région des Arches. Cette région inclut notamment trois structures qui varient significativement : le nuage des Arches, la région DX et l’extrémité nord du filament NE (cf. Figure 8.1, les deux dernières régions correspondent aux filaments DX et SN étudiés par Capelli et al., 2011b). La Figure 8.13 présente quelques courbes de lumière caractéristiques des régions les plus brillantes. Les variations du nuage des Arches sont compatibles avec celles mises en évidence à la Section 8.2 : le niveau de flux de la région nord est plus faible que celui de la région sud, et les deux sous-régions montrent une baisse d’émission en 2012. Néanmoins, les variations de ces sous-régions sont moins significatives que les variations intégrées sur l’ensemble de la région.

Les courbes de lumière de la région DX sont entièrement compatibles avec une décroissance linéaire sur douze ans. Cette variation ne confirme donc pas le pic d’émission mis en évidence par Capelli et al. (2011b). Cette différence peut être expliquée par la plus faible résolution temporelle de nos courbes de lumière et par la faible signification de la variation caractérisée par ces auteurs (environ 2σ). En revanche, un léger pic d’émission est détecté dans la région du filament SN. Cette dernière région présente des variations significatives et la courbe de lumière présentée à la Figure 8.13 montre le type de comportement détecté dans la région. Les tendances croissantes et décroissantes identifiées dans la région sont liées à la position du pic d’émission et à la pondération des différents points de la courbe de lumière (cf. Figure 8.9).

8.3.3 Vue globale des variations

Les données d’archives *XMM-Newton* disponibles permettent également d’étendre l’analyse systématique à l’intégralité de la zone moléculaire centrale, notamment grâce aux deux relevés complets présentés à la Figure 8.1. Néanmoins, les régions externes ne présentent pas une couverture temporelle aussi complète que le complexe Sgr A (cf. Figure 8.8), et la caractérisation des variations est donc plus

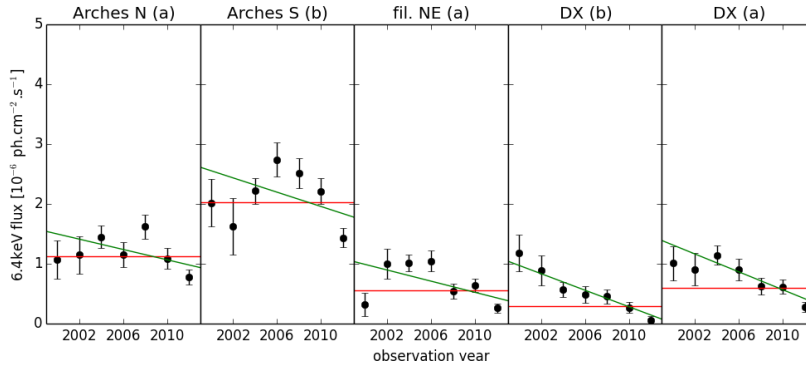


FIGURE 8.13 – Courbes de lumière de l'émission de la raie $\text{Fe K}\alpha$ extraites de différentes régions carrées de 30 arcsec de côté appartenant au nuage des Arches, à la région DX et à l'extrémité nord du filament NE, superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). Les trois premières courbes de lumière sont très semblables à celles observées dans la partie centrale de MC1 et ne sont donc pas très bien modélisées par l'ajustement linéaire. Cependant, les plus faibles amplitudes détectées dans cette région ne permettent pas de rejeter fortement l'ajustement linéaire. Par ailleurs, les courbes de lumière du filament DX sont, elles, correctement ajustées par une régression linéaire décroissante. Les lettres entre parenthèses font référence à la position des régions d'extraction, conformément aux spécifications de la Figure 8.1.

limitée dans ces régions. Par ailleurs, afin de maximiser les chances de détection dans les régions peu brillantes, nous présentons ici l'analyse réalisée à des échelles de 1 arcmin. Les principaux résultats sont cartographiés dans la Figure 8.14 et confirment les tendances évoquées à la Section 8.1.

Statistiques des variations détectées dans la zone moléculaire centrale

Tout d'abord, sur la totalité des régions présentant une exposition non nulle pendant au moins une des périodes couvertes, seules environ 14% sont susceptibles de présenter des variations significatives (cf. Section 8.3.1), soit environ 850 pixels de 1 arcmin. Les pourcentages relatifs aux variations sont donc calculés par rapport à cet échantillon réduit. Sur ces 850 pixels, nous avons dénombré 20% de régions présentant des variations significatives (rejet de l'ajustement constant à plus de 3σ) dont un tiers présente une tendance croissante, et deux tiers une tendance décroissante. Ces régions sont distribuées à l'intérieur des trois complexes les plus brillants : Sgr A, Sgr B et Sgr C. Enfin, 25% des variations détectées ne sont pas compatibles avec un ajustement linéaire. Ces dernières sont exclusivement réparties dans le complexe Sgr A (cf. Figure 8.9), probablement en raison de la meilleure couverture temporelle disponible pour cette région spécifique.

Variations du complexe Sgr B

Les variations majoritairement décroissantes détectées dans le complexe Sgr B sont compatibles avec la tendance caractérisée dans les études précédentes (cf. Figures 8.2 et 8.15, gauche). L'amplitude de ces variations est comparable à celles détectées dans les régions centrales (sous réserve de corriger leur flux par la surface quatre fois plus faible considérée à la Section 8.3.2). Par ailleurs, deux cœurs du complexe Sgr B présentent des variations croissantes. C'est la première fois qu'une telle tendance est rapportée pour le complexe Sgr B.

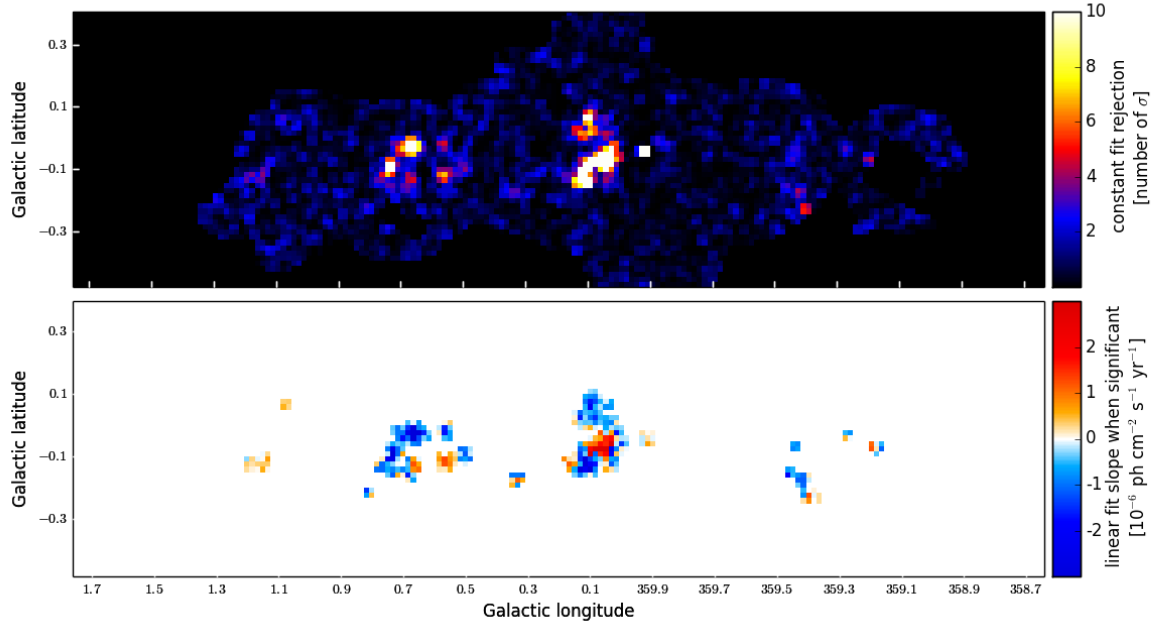


FIGURE 8.14 – Cartes créées à partir de l’analyse systématique des courbes de lumière du flux de la raie $\text{Fe K}\alpha$ observé avec *XMM-Newton* dans des régions de 1 arcmin. (*Haut*) Probabilités de rejet de l’ajustement constant, combinées à des échelles de 2 arcmin et représentées en nombre de sigma. (*Bas*) Pente de la variation donnée par l’ajustement linéaire si l’ajustement constant est rejeté à plus de 3σ , et zéro sinon. Ces images montrent la tendance des variations dans l’ensemble de la zone moléculaire centrale. En ce qui concerne le complexe Sgr A, les résultats sont très similaires à ceux présentés à la Figure 8.9, mais avec une résolution spatiale plus restreinte. Les autres complexes, Sgr B ($l \sim 0.7^\circ$), Sgr C ($l \sim 359.4^\circ$) et Sgr D ($l \sim 1.2^\circ$), présentent également des variations linéaires qui, à l’exception de Sgr D, sont majoritairement décroissantes sur l’ensemble de la période considérée.

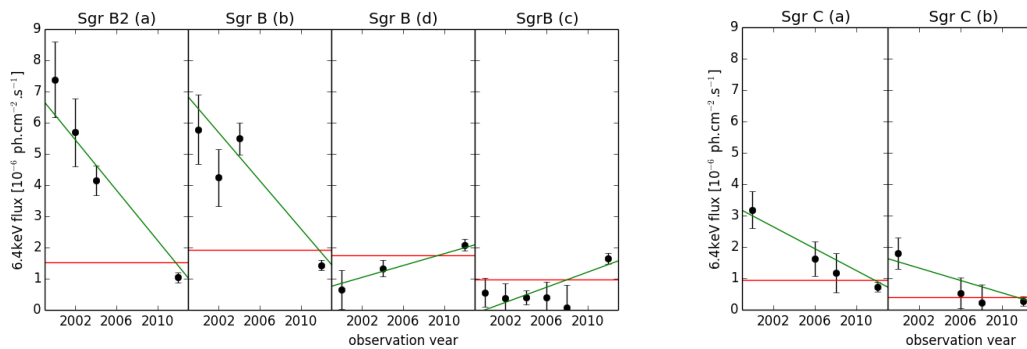


FIGURE 8.15 – Courbes de lumière de l’émission de la raie $\text{Fe K}\alpha$ extraites de différentes régions carrées de 1 arcmin de côté appartenant aux nuages Sgr B et Sgr C, superposées aux ajustements constant (rouge) et linéaire (vert). Le nombre limité de points présents dans ces courbes de lumière les rend compatibles avec un ajustement linéaire. Les lettres entre parenthèses font référence à la position des régions d’extraction, conformément aux spécifications de la Figure 8.1.

Nouvelles régions variables : Sgr C, Sgr D et le filament Est

Les variations significatives visibles dans le complexe Sgr C sont décroissantes et d'amplitude limitée. Deux courbes de lumière caractéristiques sont présentées à la Figure 8.15 (droite). Ces variations peuvent être rapprochées des variations linéaires détectées dans les régions peu denses telles que le filament DX, dans la région des Arches.

Par ailleurs, deux nouvelles régions sont détectées dans les données 2012 alors qu'elles n'étaient pas clairement identifiables dans les données précédentes. La première est le complexe Sgr D (région située à 1.2° en longitude, cf. Figure 8.14) qui n'était pas détectée dans le premier relevé *XMM*. En raison de la plus faible statistique de ces premières données, pour confirmer la variation, il faut s'assurer que le niveau d'émission actuel aurait été détectable à l'époque (analyse en cours); nous avons donc décidé de ne pas utiliser les contraintes données par l'analyse systématique de cette première région. La seconde région est le filament fin (environ 1 pc) et très allongé (environ 30 pc) à l'est de G0.11–0.11 (filament Est sur la Figure 8.1). Pour cette seconde région, la variation est significative (rejet de l'hypothèse constante à 3σ en considérant la courbe de lumière du flux intégré dans l'ensemble de la région allongée) mais le découpage spatial en pixels de 1 arcmin ne permet pas de caractériser pleinement les variations de cette région. Pour cela, une analyse spécifique semblable à celle réalisée sur la région des Arches sera nécessaire, et nous ne discutons donc pas davantage des contraintes données par la variation de ce filament dans le cadre de cette thèse.

Discussion concernant les nouvelles contraintes

Les courbes de lumière des régions à l'extérieur du complexe Sgr A montrent une tendance décroissante pour la plupart des régions variant significativement. Néanmoins, la couverture temporelle disponible (généralement limitée à quatre périodes d'observation) ne permet pas de mettre en avant une variation autre que linéaire. Par ailleurs, les valeurs de la pente fournies par l'ajustement linéaire des courbes de lumière montrent des amplitudes très différentes, jusqu'à un facteur 2 ou 3, selon les régions considérées. Ces caractéristiques ne sont a priori pas en désaccord avec un scénario d'illumination présentant un événement unique, puisque la pente des courbes de lumière dépend également de la densité des nuages considérés. Cet aspect est discuté plus en détail au Chapitre 9.

8.4 Résumé : variations de l'émission à 6.4 keV dans la zone moléculaire centrale

Ce chapitre présente une extension de l'analyse systématique des variations à l'ensemble de la zone moléculaire centrale. Les résultats obtenus confirment l'analyse du complexe Sgr A menée avec *Chandra* (cf. Chapitre 7) ainsi que les analyses précédentes menées sur le complexe Sgr B (par exemple, Terrier et al., 2010). Cette nouvelle analyse permet de plus de mettre en évidence, pour la première fois, des variations significatives dans d'autres régions, telles que Sgr C et la région à proximité de l'amas des Arches. Nous avons donné la signification des variations de l'émission intégrée sur chacune de ces régions et présenté des courbes de lumière caractéristiques des variations observées à des échelles de 30 arcsec ou 1 arcmin. Les contraintes ainsi obtenues nous permettent de discuter l'origine de l'émission de l'ensemble de ces régions au Chapitre 9.

La région directement à côté de l'amas des Arches est l'une des rares régions où des scénarios alternatifs au processus de réflexion étaient encore privilégiés. Nous avons donc réalisé une étude spécifique

des variations de cette région en utilisant une méthode spectrale afin de montrer pour la première fois des variations significatives dans le nuage des Arches. Ce résultat est cohérent avec le fait que la majorité de l'émission à 6.4 keV visible dans la zone moléculaire centrale a varié significativement durant au moins une partie des douze dernières années et elle est donc probablement due à un phénomène de réflexion (cf. Chapitre 9).

CHAPITRE 9

Origine de l'émission à 6.4 keV

Sommaire

9.1	Rayons cosmiques de faible énergie	182
9.1.1	Perte d'énergie et rayonnement	182
9.1.2	Caractéristiques du rayonnement dans le domaine des rayons X	183
9.1.3	Expliquer l'émission de la zone moléculaire centrale	184
9.1.4	Contribution limitée des rayons cosmiques de faible énergie	185
9.2	Transitoires du centre Galactique	186
9.2.1	Binaires X	186
9.2.2	Magnétars	191
9.2.3	Contribution limitée des transitoires connues du centre Galactique	193
9.3	Contraintes sur l'activité passée de Sgr A*	194
9.3.1	Réflexion de deux événements dans le complexe Sgr A	195
9.3.2	Contraintes apportées par l'étude de la zone moléculaire centrale	201
9.4	Phénomènes physiques à l'origine de l'activité passée de Sgr A*	204

Historiquement, la présence d'une raie d'émission du fer à 6.4 keV dans la région du centre Galactique a d'abord été interprétée comme résultant de l'activité passée de Sgr A* (cf. Section 2.3.2). Cependant, la réflexion du rayonnement de Sgr A* n'est pas le seul phénomène physique capable d'expliquer ce rayonnement de haute énergie détecté dans la zone moléculaire centrale. En effet, l'interaction du gaz avec des particules chargées peut, par exemple, créer la raie de fluorescence du fer neutre et l'émission continue sous-jacente. Nous présentons les processus physiques correspondants dans la Section 9.1 et expliquons en quoi ce phénomène est incapable de reproduire la majeure partie du signal détecté dans la zone moléculaire centrale. Par ailleurs, en conservant l'hypothèse d'un phénomène de réflexion, il est possible d'invoquer d'autres sources de haute énergie comme origine du signal réfléchi. J'ai ainsi étudié le rayonnement pouvant être produit par les transitoires du centre Galactique et les résultats obtenus sont présentés à la Section 9.2. Néanmoins, les variations et l'intensité du rayonnement observées favorisent le trou noir supermassif central comme origine du rayonnement réfléchi. La Section 9.3 présente donc les contraintes sur l'activité passée de Sgr A* déduites des observations présentées dans cette thèse.

9.1 Rayons cosmiques de faible énergie

Les rayons cosmiques sont des particules chargées et accélérées. Leurs sources sont diverses et responsables de la production de particules à des échelles d'énergie très différentes. Le spectre de ces particules est connu pour les énergies au-delà du GeV. Nous nous intéressons ici aux rayons cosmiques sous relativistes (de quelques centaines de keV à quelques centaines de MeV) dont les flux sont en revanche extrêmement mal contraints, puisqu'il ne peuvent pas être mesurés depuis l'héliosphère. Nous ignorons notamment les processus d'injection de ces particules. Néanmoins, les rayons cosmiques de faible énergie (LECR, Low Energy Cosmic Rays) sont présents dans le milieu interstellaire Galactique. Ils jouent un rôle majeur dans les processus d'ionisation de la matière et pourraient également être à l'origine du rayonnement que nous étudions (Valinia et al., 2000; Yusef-Zadeh et al., 2007). Dans cette section, nous rappelons brièvement les processus physiques à l'origine du rayonnement produit par les rayons cosmiques de faible énergie et expliquons en quoi les ordres de grandeur associés ne correspondent pas aux caractéristiques du signal de fluorescence observé au centre de la Galaxie.

9.1.1 Perte d'énergie et rayonnement

Les rayons cosmiques de faible énergie sont des particules chargées et ils interagissent donc avec les électrons du milieu interstellaire sous l'action de forces électrostatiques. Ces interactions s'accompagnent d'un transfert d'énergie cinétique de la particule incidente vers les électrons du milieu et elles sont donc responsables d'une augmentation de la température du gaz ainsi que de l'excitation ou de l'ionisation des atomes et des molécules le constituant. Dans certains cas, cette perte d'énergie des rayons cosmiques de faible énergie peut s'accompagner de processus radiatifs, notamment dans le domaine des rayons X.

Pertes liées aux interactions électrostatiques et aux collisions

Lorsqu'ils sont diffusés par le milieu interstellaire, les rayons cosmiques perdent progressivement de l'énergie. Le taux de pertes dépend du type de particules i considéré et il peut être quantifié par l'équation (9.1),

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = v_i n_H m_p \left[\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,H} + 4 a_{He} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,He} \right], \quad (9.1)$$

où v_i est la vitesse de la particule considérée, n_H la densité du milieu traversé, m_p la masse du proton, a_{He} l'abondance relative de l'hélium par rapport à celle de l'hydrogène et dE/dx le pouvoir d'arrêt des particules (exprimé en $\text{MeV cm}^{-2} \text{g}^{-1}$) lors de leur interaction avec l'hydrogène ou l'hélium (Berger & Seltzer, 1982; Berger, 1993). Ainsi, les protons de 10 MeV perdent proportionnellement moins d'énergie que les électrons de 100 keV lorsqu'ils se propagent dans le milieu interstellaire. Ces deux types de particules ont donc des durées de vie différentes et les ordres de grandeur correspondants sont évoqués à la Section 9.1.2.

Excitation des raies de fluorescence

Lors des collisions entre les atomes du gaz et les particules chargées, ces dernières peuvent ioniser les atomes en éjectant un ou plusieurs de leurs électrons. Ceci génère l'excitation des raies de

fluorescence et l'émission associée, décrite à la Section 6.1.2. Néanmoins, contrairement à la photo-ionisation, les électrons arrachés par collision ne sont pas préférentiellement situés sur les couches électroniques internes et ce processus est donc moins efficace pour produire, notamment, la raie de fluorescence du fer neutre à 6.4 keV.

Par ailleurs, les processus d'ionisation des atomes et des molécules libèrent des électrons ayant une certaine énergie cinétique. Ces derniers, appelés « électrons secondaires », peuvent constituer une nouvelle population de rayons cosmiques de faible énergie qui contribuent en partie au spectre du rayonnement X total.

Rayonnement de freinage

Lorsqu'un électron d'énergie cinétique non nulle se trouve à proximité d'un atome (ou d'un ion) au repos, il peut se produire une interaction électrostatique qui modifie la trajectoire initiale de l'électron. Cette déviation s'accompagne d'une perte d'énergie cinétique qui peut être émise sous la forme de photons : c'est le rayonnement de freinage, aussi appelé rayonnement Bremsstrahlung. Ce dernier est caractérisé par un spectre continu. Un rayonnement similaire peut également être créé si un proton d'énergie cinétique non nulle se trouve à proximité d'un électron au repos. Dans ce cas, nous parlons de rayonnement Bremsstrahlung inverse.

9.1.2 Caractéristiques du rayonnement dans le domaine des rayons X

Les rayons cosmiques de faible énergie ionisent la matière qu'ils traversent et peuvent ainsi exciter les raies de fluorescence des éléments concernés. Par ailleurs, ils sont également freinés par les interactions électrostatiques, et les pertes engendrées peuvent être converties en rayonnement Bremsstrahlung (ou Bremsstrahlung inverse). Le spectre X ainsi créé est donc constitué d'une composante continue et de raies de fluorescence. Les caractéristiques précises de ce spectre dépendent des particules considérées (leptoniques ou hadroniques), et du milieu dans lequel elles se propagent. Afin de déterminer s'il est possible d'expliquer tout ou partie de l'émission de haute énergie des nuages moléculaires (cf. Chapitres 7 et 8) avec des rayons cosmiques, nous donnons les principaux ordres de grandeurs relatifs à l'interaction des électrons et des ions avec un gaz neutre.

Les électrons. Les électrons et les positrons ayant une énergie de l'ordre de 100 keV (LECRE, Low Energy Cosmic-Ray electrons) peuvent créer les raies de fluorescence et l'émission Bremsstrahlung en dessous de 10 keV (Valinia et al., 2000). Le spectre de l'émission X résultante est caractérisé par une dureté similaire à celle de la population d'électrons injectée, et la largeur équivalente de la raie Fe K α créée dans les nuages moléculaires est relativement faible, de l'ordre d'une dizaine d'eV. Par ailleurs, en ionisant la matière, les électrons perdent rapidement de l'énergie et le signal induit disparaît donc progressivement, sur des échelles de temps de l'ordre de dix ans. En raison du coefficient de diffusion de ces particules et de leur durée de vie, les LECRe ne pénètrent donc pas profondément dans la matière. La distance maximale parcourue est de l'ordre du dixième de parsec pour le milieu interstellaire et encore plus faible dans les structures moléculaires denses. Ainsi, les LECRe ne peuvent être responsables que d'une émission localisée.

Les protons et les ions. Les rayons cosmiques hadroniques ayant une énergie de quelques dizaines de MeV (LECRp, Low Energy Cosmic-Ray protons), et jusqu'à plusieurs centaines de MeV pour les

ions lourds, peuvent créer les raies de fluorescence et une émission continue en dessous de 10 keV (Tatischeff et al., 1998; Dogiel et al., 1998). L'émission continue est alors créée par Bremsstrahlung inverse. Par ailleurs, les électrons secondaires libérés par l'ionisation des molécules d'hydrogène et des atomes d'hélium ont une énergie cinétique non négligeable et le rayonnement Bremsstrahlung qu'ils créent contribue au spectre de l'émission X générée. Lors de leurs interactions avec la matière, les LECRp perdent relativement peu d'énergie et ils ont donc une durée de vie relativement longue, de l'ordre de plusieurs milliers d'années. Ces particules peuvent ainsi parcourir des distances très importantes (plusieurs centaines de parsecs) malgré les phénomènes de diffusion.

9.1.3 Expliquer l'émission de la zone moléculaire centrale

Les rayons cosmiques de faible énergie ont été proposés comme scénario alternatif pour expliquer l'illumination à 6.4 keV des régions centrales de la Galaxie, alors qu'aucune variation de cette émission n'avait encore été détectée. Des variations rapides et de grandes amplitudes étant attendues dans le cas d'un scénario de réflexion, l'apparente stabilité de l'émission pendant plusieurs années remettait en question la validité de ce premier scénario. Par ailleurs, la corrélation de la matière avec une émission aux longueurs d'onde radio et dans le domaine du TeV suggère la présence de rayons cosmiques, respectivement leptoniques et hadroniques, dans la zone moléculaire centrale (Yusef-Zadeh et al., 2007; Aharonian et al., 2006).

Emission stable des LECRp

En raison des phénomènes de diffusion et de la durée de vie des LECRp, aucune variation inférieure à un siècle ne peut être expliquée par l'injection de ces particules. Or, la majorité des structures moléculaires émettant dans la raie de fluorescence du fer, à 6.4 keV, ont varié significativement durant les dix dernières années et sur des échelles spatiales relativement grandes (cf. Chapitres 7 et 8). Cette caractéristique exclut donc l'origine hadronique pour la plupart des nuages présents dans les régions internes de la Galaxie.

Néanmoins, des rayons cosmiques hadroniques de faible énergie sont présents dans la zone moléculaire centrale, et ils contribuent donc à la composante constante de l'émission non thermique observée dans ces régions. Cette contribution est difficile à quantifier puisque la ou les sources de ces particules ne sont pas clairement identifiées, que les processus de diffusion de ces particules sont mal compris, et que leur densité en dessous de 100 MeV est de fait difficile à estimer (Dogiel et al., 2009a,b, 2013). Enfin, le scénario d'un bombardement par des protons a été mis en avant pour expliquer des régions particulières telles que le nuage des Arches ou le complexe Sgr C (Tatischeff et al., 2012; Yusef-Zadeh et al., 2007). Dans de telles structures, la source des rayons cosmiques est potentiellement identifiée sous la forme d'une onde de choc créée respectivement par le mouvement de l'amas stellaire et le reste de supernova. Cependant, l'étude récente que nous avons menée à l'aide des données *XMM* (cf. Chapitre 8) montre des variations significatives à l'intérieur de ces deux régions, indiquant qu'une part importante de l'émission est en réalité due à des phénomènes de réflexion.

Emission locale des LECRe

La présence d'électrons non thermiques est indiquée par le rayonnement synchrotron des électrons de quelques GeV dans le domaine radio (cf. Figure 9.1). Néanmoins, les électrons qui produisent la raie du fer neutre sont beaucoup moins énergétiques et ont donc une durée de vie plus faible. Cette

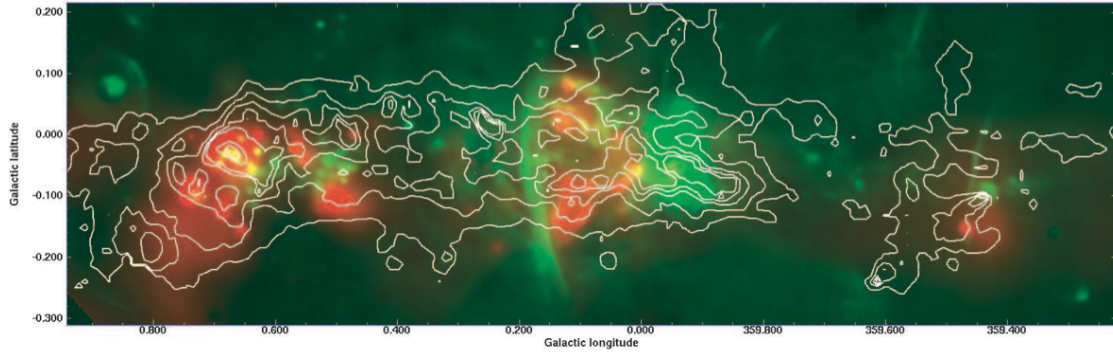


FIGURE 9.1 – Centre de la Galaxie observé à trois longueurs d’onde différentes : l’émission à $850\ \mu\text{m}$ (SCUBA, contours) traçant la distribution de matière, l’émission à $6.4\ \text{keV}$ (*Chandra*, en rouge) et l’émission à $20\ \text{cm}$ montrant les filaments radio (VLA, en vert). La figure est issue de Yusef-Zadeh et al. (2007) ; elle montre que les régions brillantes dans la raie de fluorescence du fer sont associées à des régions émettant en radio et dans lesquelles la présence de rayons cosmiques leptoniques de haute énergie est avérée, tandis que la corrélation avec la matière moléculaire n’est pas forcément évidente.

caractéristique permet de produire des variations du signal sur des périodes de l’ordre de dix ans, mais elle limite fortement la population d’électrons de plus basse énergie. Ainsi, la production des LECRe est forcément locale et les variations simultanées visibles dans des régions distantes de plusieurs parsecs doivent, dans le cas d’un tel scénario, être expliquées par des sources distinctes variant simultanément, ce qui semble peu probable (Dogiel et al., 2014).

Le scénario d’un bombardement par des électrons a néanmoins été mis en avant pour expliquer tout (Yusef-Zadeh et al., 2007, 2013) ou partie (Wang et al., 2006) de l’émission à $6.4\ \text{keV}$. Cependant, ces travaux ne tiennent pas entièrement compte des considérations énergétiques liées à la durée de vie limitée des LECRe et au processus de dissipation Coulombienne en compétition avec les processus d’ionisation. Pour ces raisons, la quantité de rayons cosmiques nécessaire pour satisfaire ces scénarios (ou, alternativement, la métallicité requise pour gaz moléculaire) est trop élevée pour être réaliste (Tatischeff et al., 2012; Dogiel et al., 2013). Ainsi, la contribution des rayons cosmiques leptoniques à la production de la raie à $6.4\ \text{keV}$ doit être limitée.

9.1.4 Contribution limitée des rayons cosmiques de faible énergie

L’ionisation de la matière par les rayons cosmiques de faible énergie ne peut expliquer qu’une petite fraction du signal à $6.4\ \text{keV}$ détecté dans de nombreuses régions de la zone moléculaire centrale. En effet, la faible efficacité radiative des LECRe ne permet pas de reproduire l’intensité du signal des régions les plus brillantes avec des contraintes énergétiques raisonnables. Si les LECRp souffrent moins de la contrainte énergétique, leur temps caractéristique de refroidissement est incompatible avec les échelles temporelles observées. Par ailleurs, notre étude systématique des variations a montré que depuis le début des observations en rayons X, un nombre croissant de régions montre des variations significatives dans la raie de fluorescence du fer, avec notamment des similitudes de comportements temporels dans des régions spatialement éloignées (cf. Chapitre 8). Ces caractéristiques, qui s’expliquent naturellement avec le scénario de réflexion d’un rayonnement en X durs, sont difficilement conciliables avec le fort coefficient de diffusion des particules chargées. En particulier, en considérant

des LECR, il n'est pas possible d'expliquer avec une source unique la propagation superluminique détectée dans le complexe Sgr A.

Ainsi, les particules chargées de faible énergie peuvent contribuer à la composante constante de l'émission entre 2 et 10 keV, mais sont incapables de reproduire les variations rapides détectées dans la zone moléculaire centrale en provenance des régions plus brillantes dans la raie de fluorescence du fer. Ce sont donc ces variations qui nous permettent de contraindre le plus efficacement l'origine du rayonnement réfléchi.

9.2 Transitoires du centre Galactique

Les phénomènes de réflexion sont les seuls à proposer une explication aux variations brutales et simultanées de l'émission à 6.4 keV observées dans plusieurs structures moléculaires du centre Galactique. Nous en concluons qu'ils sont à l'origine d'une part importante de l'émission non thermique détectée dans cette région, dans le domaine des rayons X. Cependant, la source ayant créé le rayonnement de haute énergie se reflétant sur les nuages n'est pas clairement identifiée. L'étude de l'émission réfléchie par les nuages moléculaires a permis d'établir un certain nombre de contraintes sur le spectre, le flux et la durée des événements éruptifs pouvant être à l'origine de cette émission. En particulier, les observations *INTEGRAL* du nuage Sgr B2 ont montré que le spectre diffusé (et donc celui de la source) est dur, avec un indice de photon $\Gamma \sim 2$ et une émission allant au moins jusqu'à 100 keV (Revnivtsev et al., 2004; Terrier et al., 2010). Par ailleurs, la brillance de surface de l'émission observée est compatible avec un événement ayant une luminosité de l'ordre de $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ pendant plusieurs années. Si nous voulons expliquer l'ensemble des phénomènes de réflexion par une source unique, les contraintes en durée, en intensité et en dureté ne semblent pouvoir être respectées que par une phase d'activité passée intense du trou noir supermassif Sgr A* (Terrier et al., 2010; Ponti et al., 2010). Néanmoins, tout comme les rayons cosmiques peuvent contribuer à un certain niveau d'émission constante de la raie Fe K α , il est possible que d'autres types d'événements transitoires participent également à la composante variable de l'émission, notamment pour les variations les plus courtes. Nous avons donc cherché à évaluer la contribution possible des binaires X (Section 9.2.1) et des magnétars (Section 9.2.2) à l'émission à 6.4 keV de la zone moléculaire centrale. Les paramètres importants pour estimer la contribution de ces sources à l'émission de la raie Fe K α sont à la fois la quantité totale d'énergie injectée et la forme spectrale au-delà de 7.1 keV qui détermine la capacité à produire efficacement la raie de fluorescence à 6.4 keV (cf. Section 6.1.1).

9.2.1 Binaires X

Une binaire X est un système double composé d'une étoile et d'un objet compact, généralement une étoile à neutron ou un trou noir stellaire. L'accrétion de matière en provenance de l'étoile compagne sur l'objet compact (par l'intermédiaire d'un disque d'accrétion) crée une émission en rayons X ponctuée d'éruptions, avec des luminosités allant jusqu'à $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Leurs caractéristiques spectrales diffèrent selon les objets, et il existe en particulier deux grandes classes : les binaires X de faible masse (LMXB, Low Mass X-ray Binary) et les binaires X de grande masse (HMXB, High Mass X-ray Binary); la distinction porte sur le type de l'étoile compagne, respectivement de faible masse ($M \lesssim M_{\odot}$) ou de grande masse ($M \gg M_{\odot}$) et correspond également à deux types spectraux différents, tardif ou précoce. Cette distinction s'avère également pertinente quand l'objet compact est une étoile à neutrons puisque les LMXB sont caractérisées par un spectre relativement mou

TABLE 9.1 – Distance et masse du trou noir des systèmes binaires X étudiés.

Système binaire	Masse du trou noir [M_{\odot}]	Distance [kpc]
GRS 1915+105 ^a	10.1 ± 0.6	11.2 ± 0.8
GRO J1655–40 ^b	7.0 ± 0.2	3.2 ± 0.2
GX 339–4 ^b	5.8 ± 0.5	8.0 ± 4.0
H 1743–322 ^c	10	5

^a Distance et masse du trou noir respectivement publiées par Fender et al. (1999) et Steeghs et al. (2013).

^b Valeurs utilisées par Dunn et al. (2010).

^c Valeurs par défaut : les paramètres de ce système ne sont pas connus.

($kT < 10$ keV), tandis que les HMXB présentent un spectre plus dur ($kT > 15$ keV, Tauris & van den Heuvel, 2006). Par contre, ce sont les candidats trous noirs, aussi bien les HMXH comme Cygnus X–1 que les LMXB comme GX 339–4, qui montrent, dans leur état « low-hard », les spectres les plus durs. L'émission présente alors des pentes spectrales d'indice proche de 2 et s'étend au-delà de 100–200 keV. De surcroît, la plupart des LMXB ayant un candidat trou noir sont transitoires et produisent des éruptions pendant lesquelles la luminosité de la source s'approche de la luminosité d'Eddington avant de revenir à l'état de quiescence. Bien évidemment, les caractéristiques spectrales précises de ces objets sont complexes et varient au cours du temps. D'une manière générale, le maximum de luminosité est plutôt couplé avec un spectre relativement mou, ce qui n'est pas favorable pour produire la raie d'émission $Fe K\alpha$ (cf. équation 6.7). Ainsi, les binaires X, qui sont nombreuses au centre de la Galaxie, sont des candidats légitimes pour expliquer le signal de réflexion mais la quantification de leur contribution passe par une modélisation précise de leurs caractéristiques spectrales et de la quantité d'énergie libérée lors de leurs possibles périodes d'activité.

Caractéristiques spectrales au cours des éruptions

Il est difficile de généraliser les caractéristiques spectrales de l'ensemble des binaires X. En revanche, certaines tendances peuvent être mises en avant, notamment pour les LMXB avec trou noir qui présentent un spectre globalement plus favorable à la création de la raie $Fe K\alpha$. L'ensemble du travail présenté ici utilise les données publiées dans Dunn et al. (2010), relatives aux binaires X ayant pour objet compact un trou noir (BHXB, Black Hole X-ray Binary), dont quatre exemples spécifiques : GRS 1915+105, GRO J1655–40, GX 339–4 et H 1743–322. Ces quatre systèmes, détaillés dans la Table 9.1, sont largement couverts par les données de l'observatoire *RXTE* (Rossi X-ray Timing Explorer) disponibles entre 1995 et 2009.

A l'exception de GRS 1915+105 qui, depuis 1995, a toujours été observée dans un état actif (luminosité en rayons X entre 10^{38} et 10^{39} erg s^{–1}), les binaires étudiées présentent des phases d'activité limitées, pouvant durer jusqu'à quelques centaines de jours. Chaque éruption est caractérisée par des modifications de flux et de spectre, suivant un cycle relativement précis, illustré par la Figure 9.2. Cette représentation graphique du flux en fonction de la dureté du spectre permet de mettre en évidence deux états distincts : une phase dominée par l'émission non thermique de l'objet compact, caractérisée par un spectre dur (loi de puissance cassée, cf. Figure 9.3, gauche), et une phase dominée par l'émission du disque d'accrétion, caractérisée par un spectre plus mou (corps noir du disque superposé à une loi de puissance, cf. Figure 9.3, droite). Les paramètres de ces deux modèles ont été ajustés par Dunn et al. (2010) sur chacun des spectres pris individuellement. Il n'est pas facile de fournir des valeurs types pour chacun des modèles puisque les résultats des ajustements sont très

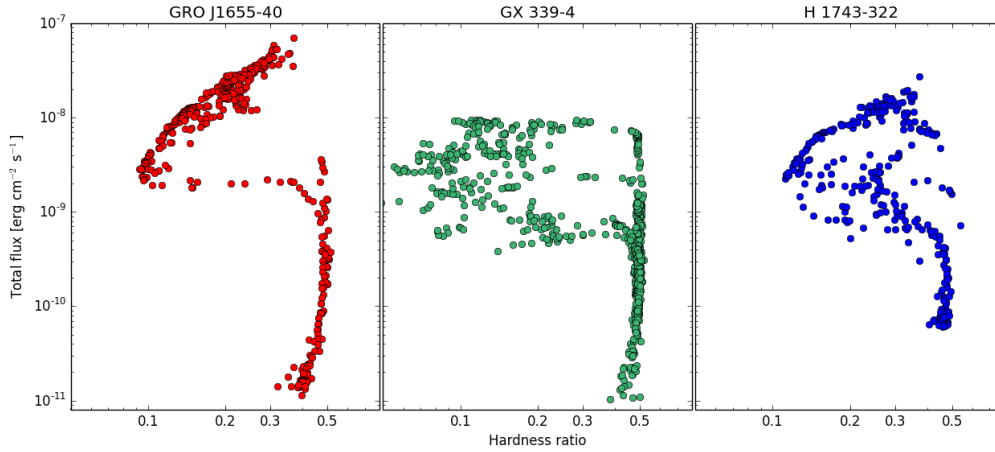


FIGURE 9.2 – Diagrammes HID (Hardness-Intensity Diagram) des binaires GRO J1655–40, GX 339–4 et H 1743–322, montrant l'évolution de leur flux en fonction de la dureté de leur spectre, définie comme le ratio des flux mesurés dans les bandes d'énergie 6–10 keV et 3–6 keV. Lors des sursauts, le flux de ces sources augmente avec un spectre non thermique relativement dur. Le flux initial est ensuite progressivement remplacé par l'émission thermique du disque d'accrétion, plus molle. La modification du spectre se fait sans perte de flux si le système est très incliné par rapport à l'axe de visée (c'est le cas de GX 339–4). Dans le cas contraire, le disque d'accrétion se trouve sur la ligne de visée et absorbe une partie du rayonnement de basse énergie, ce qui entraîne la décroissance du flux (c'est le cas de GRO J1655–40). En fin de cycle, le spectre redevient dur mais le flux est relativement stable avant de décroître pour revenir à l'état d'origine. Les diagrammes ci-dessus comprennent, pour chaque objet, les caractéristiques spectrales de plusieurs cycles qui ne sont pas exactement semblables (cf. Figure 9.4). Les données *RXTE* présentées dans cette figure sont issues de Dunn et al. (2010).

variables. Ainsi, l'émission non thermique est caractérisée par des lois de puissance ayant un indice de photon généralement compris entre 1.5 et 5, et la cassure du spectre limite la quantité d'énergie à partir de 5 ou 10 keV. Quant à l'émission thermique, elle est décrite par un disque de température comprise entre 0.5 et 1 keV, environ. Enfin, la normalisation des différentes composantes varie avec le flux total au cours du cycle.

Contribution des binaires X au signal à 6.4 keV

L'émission dont les caractéristiques spectrales ont été listées précédemment permet, lors des processus de réflexion, de créer la raie de fluorescence du fer neutre et une émission continue associée. Néanmoins, au cours du cycle des éruptions, une grande partie de l'énergie libérée peut être située en deçà de 7.1 keV, et donc ne pas contribuer à la création du signal à 6.4 keV. En revanche, contrairement à Sgr A*, les binaires X sont nombreuses et distribuées à l'intérieur de la zone moléculaire centrale, elles peuvent donc contribuer « localement » au signal que nous cherchons à caractériser. Par exemple, une composante de réflexion liée à l'émission d'une source transitoire a été identifiée à proximité de Sgr A* (Muno et al., 2005) et la contribution générale de l'ensemble des sources connues à l'émission X diffuse dans l'ensemble de la Galaxie a été estimée et modélisée par Molaro et al. (2014). Cette contribution au flux total est relativement réduite et, en regard des sources connues (Degenaar et al., 2012), elle ne permet pas d'expliquer la majorité de l'émission brillante à 6.4 keV (Revnivtsev et al., 2004; Terrier et al., 2010; Ponti et al., 2010). En effet, la quantité d'énergie injectée pour expliquer le flux de ces structures moléculaires est bien supérieure à la quantité d'énergie pouvant être libérée par les binaires Galactiques pendant les quelques mois que durent leurs éruptions. D'autre part, les

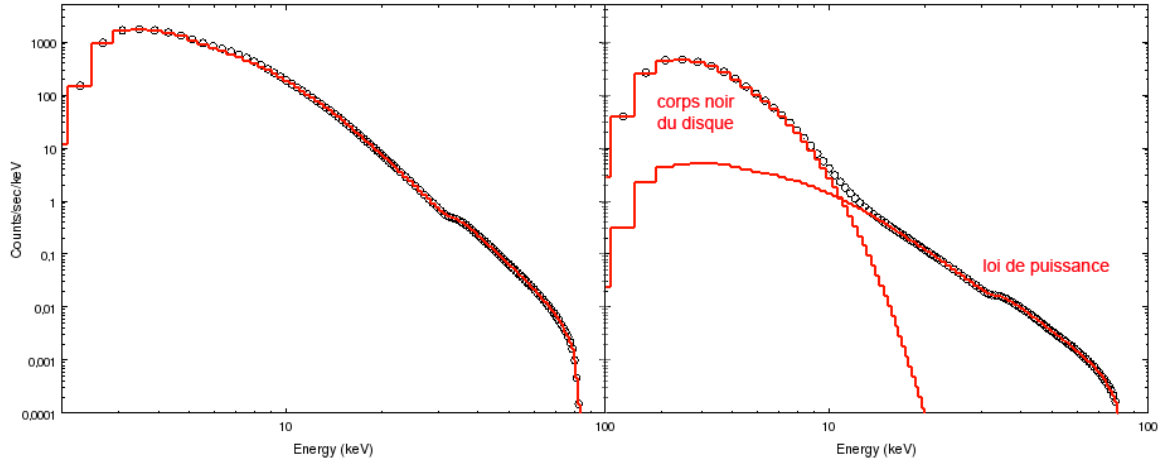


FIGURE 9.3 – Deux modèles spectraux établis à partir de deux observations *RXTE* réalisées au cours d’un même cycle d’activité de la binaire GRO J1655–40. Ils correspondent à deux états différents du système, situés respectivement au point le plus lumineux et au point le plus mou du cycle représenté sur la Figure 9.2 (gauche). (Gauche) Etat dur, compatible avec une loi de puissance absorbée. (Droite) Etat mou, à basse énergie le spectre est dominé par le corps noir du disque tandis que la loi de puissance contribue à plus haute énergie.

phénomènes éruptifs provoquent des transitions brutales et sont difficilement en mesure d’expliquer des échelles temporelles lentes. Elles ne peuvent donc être à l’origine que d’une émission relativement faible et/ou de courte durée. Enfin, pour contribuer significativement au flux des nuages, des binaires X devraient se situer à proximité de chacune de ces structures. Ainsi, si nous supposons un tel scénario, la simultanéité des variations observées à l’échelle de la zone moléculaire centrale ne peut s’expliquer que par la contribution de sources distinctes ayant toutes été actives à peu près à la même période, et n’ayant jamais été observées avec une intensité similaire depuis le début des observations en rayons X. Ceci semble peu probable.

Justifier l’intégralité de la composante intense de l’émission réfléchie, montrant des variations simultanées sur des échelles spatiales très grandes (environ 100 pc), avec la présence d’hypothétiques binaires X est donc exclu. En revanche, elles contribuent à l’émission totale et il n’est pas impossible qu’elles soient responsables de l’illumination de certaines régions spécifiques. Comme indiqué précédemment, l’échelle temporelle et la brillance de surface de l’émission X caractérisée dans la plupart des nuages de la zone moléculaire centrale suggèrent que les événements correspondants ne sont pas dus à l’une des transitoires typiques du centre Galactique. Néanmoins, la variation brusque et courte observée dans le Bridge (cf. Section 7.2.1) remet en question le choix de Sgr A* comme source privilégiée, notamment pour expliquer le filament détecté en 2011 au sein de ce nuage.

Une binaire à l’origine de l’événement court détecté dans le Bridge ?

Les catalogues de binaires X ne permettent pas d’identifier, à proximité de la structure moléculaire du Bridge, une source connue qui pourrait être responsable des variations rapides détectées dans la région. En revanche, il est possible qu’une telle source existe mais n’ait pas encore été détectée. Pour prendre en compte cette éventualité, j’ai utilisé les caractéristiques spectrales des sources connues (Dunn et al., 2010) et je les ai appliquées à des systèmes binaires hypothétiques situés à la position de Sgr A*. L’objectif était de calculer le flux à 6.4 keV pouvant être créé dans les nuages du complexe

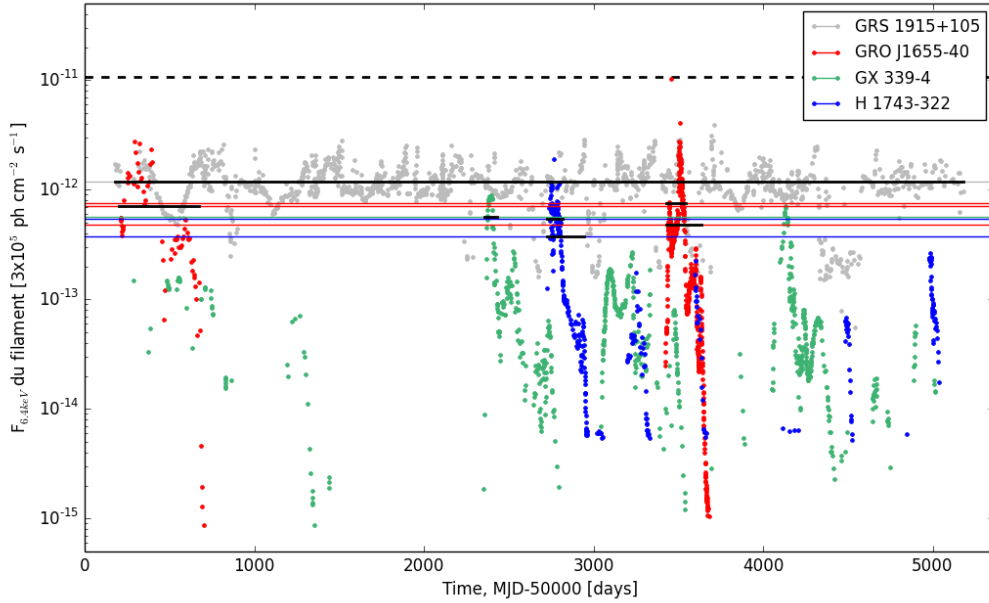


FIGURE 9.4 – Flux maximal de la raie de fluorescence Fe K α pouvant être créée dans le filament du Bridge par des systèmes binaires hypothétiques à la position de Sgr A* (distants d’au moins 23.4 pc) et ayant les caractéristiques spectrales mesurées sur les binaires X, GRS 1915+105 (gris), GRO J1655-40 (rouge), GX 339-4 (vert) et H 1743-322 (bleu). Les résultats sont présentés en fonction de la date d’observation (la référence en jours est fixée au 10 octobre 1995). Les variations importantes du signal sont majoritairement associées à la luminosité variable des sources considérées, et plus discrètement à leurs caractéristiques spectrales, également variables. Par mesure de simplicité, nous avons considéré que le filament était entièrement illuminé, ce qui n’est le cas que si la source est active pendant environ un an ou plus. Le niveau de flux effectivement mesuré dans le filament est indiqué par la ligne noire discontinue. Seule la source GRO J1655-40 atteint le niveau de flux requis, mais pour une durée trop courte pour être responsable de l’illumination du filament. Afin d’estimer la contribution de l’émission des quatre sources sur des périodes plus longues, j’ai également indiqué le flux moyenné sur la durée des éruptions (lignes continues, la durée de l’intégration indiquée par les segments noirs varie d’une centaine de jours à plus de 14 ans pour GRS 1915+105). Ces flux sont au moins un ordre de grandeur en dessous du flux mesuré.

Sgr A par de tels objets. Pour cela, j’ai utilisé l’équation (6.8) en remplaçant le spectre en $E^{-\alpha}$ considéré pour Sgr A* par les spectres des binaires X modélisés par Dunn et al. (2010) pour chacune des observations *RXTE* disponibles (dans la bande d’énergie 2–100 keV). Ceci m’a permis de comparer le flux mesuré dans le filament du Bridge en 2011 (discuté à la Section 7.2.1) à celui pouvant être créé par de telles binaires¹. Le résultat est présenté sur la Figure 9.4.

Nous pouvons ainsi comparer la luminosité requise pour produire le flux Fe K α observé dans le Bridge ($L > 10^{39}$ erg s⁻¹, pour un événement d’un an à la position de Sgr A*) aux luminosités typiques produites par les binaires X, en conservant la distance entre la binaire X et le nuage comme seul paramètre libre. A la position du centre Galactique, aucune de ces sources n’est capable d’expliquer

1. Le calcul considère que le rayonnement des binaires X est réfléchi par le filament dont les paramètres sont discutés à la Section 7.2.1, à savoir, un filament cylindrique de 0.2 pc de diamètre et 1 pc de haut, ayant une densité de 2×10^5 cm⁻³, et étant situé au moins à 23.4 pc de Sgr A*.

TABLE 9.2 – Principaux paramètres des trois éruptions géantes de magnétars observées à ce jour.

Source	SGR 0526–66	SGR 1900+14	SGR 1806–20
Date	5 mars 1979	27 août 1998	27 décembre 2004
Distance [kpc]	55	15	10
Energie totale [erg]	7×10^{44}	$> 2 \times 10^{44}$	2×10^{46}
Fraction dans le pic principal	0.26	0.46	0.97
Spectre du pic, kT [keV]	246	240	~ 150

l'émission observée dans le Bridge (cf. Figure 9.4). Cependant, de telles sources peuvent également se trouver plus près du nuage ; le flux créé est alors multiplié par le facteur $d_{\text{Sgr A}^*}^2 / d_{\text{Binaire}}^2$, avec d la distance entre le filament et la source considérée, par rapport à ceux présentés sur la Figure 9.4. Ainsi, à une distance d'environ 10 pc du Bridge (deux fois plus proche que la distance projetée entre le Bridge et Sgr A*), une source avec une éruption d'un an ayant une luminosité comparable à celle de GRS 1915+105 pourrait rendre compte à la fois de la luminosité requise et de la durée de l'événement observé. Cependant, la distribution de matière autour de la position de cette source hypothétique devrait être très spécifique afin d'expliquer la propagation de l'écho, d'ouest en est, observée dans le Bridge. Toutes les autres éruptions provenant des Binaires X typiques (par exemple, GX 339–4, GRO J1655–40 et H 1743–322) sont exclues puisque la position de ces sources potentielles devrait être à moins de 5 pc du Bridge et les événements correspondants auraient donc dû être observés durant les trente dernières années. Une binaire X à l'origine du phénomène de réflexion paraît donc peu probable si nous considérons les connaissances actuelles relatives au comportement des sources Galactiques (Dunn et al., 2010; Degenaar et al., 2012, et références incluses).

9.2.2 Magnétars

Un magnétar est une étoile à neutrons isolée arborant un très fort champ magnétique (10^{13} – 10^{15} G) qui est responsable de son émission à haute énergie. Ces astres se distinguent donc de la majorité des étoiles à neutrons dont la puissance radiative provient soit de leur rotation rapide (pulsars), soit de phénomènes d'accrétion (binaires X). A ce jour, une vingtaine de sources s'identifiant à des magnétars ont été détectées dans le plan de la Galaxie. La moitié de ces sources ont une émission quasi-constante avec une luminosité en X de l'ordre de 10^{35} – 10^{36} erg s^{–1}. Les autres ont une émission quiescente beaucoup plus faible (de l'ordre de 10^{31} erg s^{–1}) et ont été détectées pendant des périodes d'éruption intense. C'est le cas du sursauteur gamma mou (SGR, Soft Gamma Repeater) SGR J1745–29 découvert au printemps 2013 à seulement 3 arcsec de Sgr A* (Kennea et al., 2013; Mori et al., 2013; Rea et al., 2013a). Ces éruptions sont caractérisées par des phénomènes radiatifs hautement variables et peuvent avoir des échelles temporelles et des luminosités très différentes selon les événements. En particulier, trois cas d'éruptions géantes ont été répertoriés à ce jour (cf. Table 9.2 ainsi que la revue de Mereghetti, 2013). Ces événements libèrent brusquement une énorme quantité d'énergie (entre 2 et 200×10^{44} erg) dans le domaine des rayons X durs et des rayons γ . La majorité de l'énergie est libérée en une fraction de seconde sous forme d'une émission très dure ; ce premier pic est suivi d'une émission pulsée pouvant durer plusieurs minutes (un exemple de courbe de lumière est présenté à la Figure 9.5).

La présence de SGR J1745–29 très proche de Sgr A* suggère qu'une hypothétique éruption géante de cet objet pourrait être à l'origine de l'illumination détectée au centre de la Galaxie. Considérant la brièveté de ces événements, si tel était le cas, seule une petite fraction de n'importe quel nuage serait illuminée à un temps donné. Cependant, l'énergie totale libérée durant l'éruption la plus violente (10^{46} erg) est équivalente à celle d'une source ayant une luminosité de 10^{39} erg s^{–1} active pendant

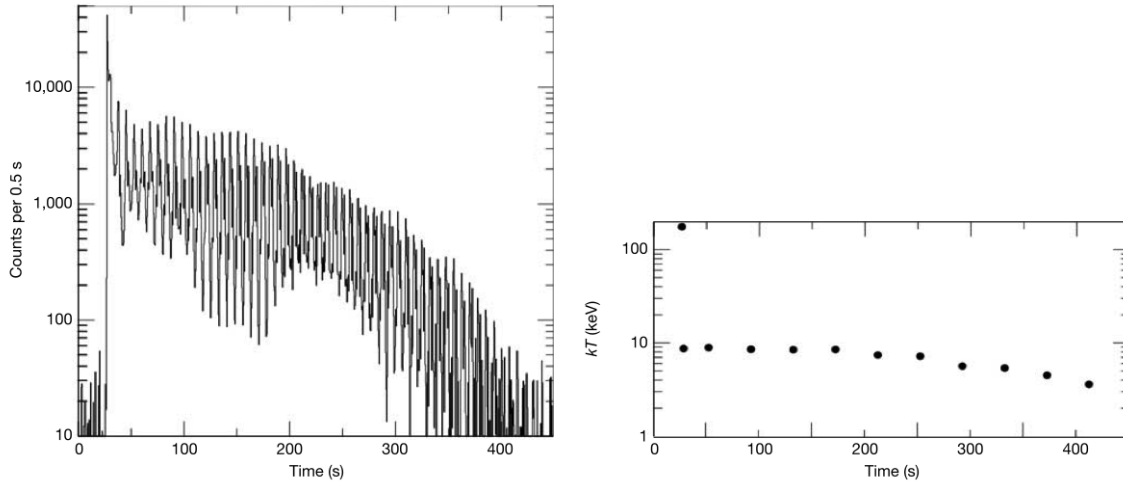


FIGURE 9.5 – Courbe de lumière et température spectrale de l'émission de SGR 1806–20 pendant l'éruption géante de 2004, obtenues grâce aux données *RHESSI* entre 20 et 200 keV. (*Gauche*) Le pic initial de la courbe de lumière a provoqué la saturation du détecteur pendant les 200 premières millisecondes de l'événement, soit la durée du pic, et seuls les photons au-dessus d'environ 20 keV ne sont pas affectés par cette saturation. L'émission est ensuite beaucoup plus faible et est caractérisée par des pulsations très régulières. (*Droite*) Température fournie par l'ajustement d'un modèle de corps noir aux données, soit environ 175 keV pendant le pic initial et environ 10 keV ensuite. Les figures sont issues de Hurley et al. (2005).

un an. Une telle éruption géante est donc une origine potentielle viable pour l'écho de courte durée observé dans le Bridge. Néanmoins, la majeure partie de l'énergie des éruptions géantes semble libérée sous forme de photons de haute énergie, au-delà de 100 keV, qui ne produisent pas efficacement la raie de fluorescence à 6.4 keV. Afin d'évaluer proprement l'émission effectivement réfléchi par un tel événement se produisant au centre de la Galaxie, nous avons donc cherché les caractéristiques spectrales de ces événements, et en particulier celles de l'événement le plus brillant.

Caractéristiques spectrales des éruptions géantes

Les caractéristiques spectrales des éruptions géantes en provenance des magnétars sont difficiles à estimer en raison des phénomènes de saturation présents dans toutes les mesures directes, notamment aux énergies les plus efficaces pour créer la raie de fluorescence Fe K α . L'éruption la plus brillante détectée à ce jour est celle de SGR 1806–20 en 2004 qui a libéré une énergie totale de quelques 10^{46} erg sous forme de radiations de haute énergie (supérieure à 30 keV) en une fraction de seconde seulement (cf. Figure 9.5). Cet événement a été observé par l'observatoire *RHESSI* qui fournit un spectre non saturé du pic initial entre 20 et 200 keV. Ce spectre est compatible avec un spectre de corps noir ayant une température autour de 175 keV (Hurley et al., 2005). La dureté estimée est compatible avec le spectre en loi de puissance $E^{-0.73}$ (ayant une coupure à environ 660 keV) ajusté entre 20 keV et 10 MeV sur l'émission réfléchi par la surface de la Lune (Frederiks et al., 2007). Enfin, l'ionisation de l'atmosphère terrestre par ce rayonnement de haute énergie a également permis de confirmer la quantité de rayons γ produite (Inan et al., 2007).

Si le signal de haute énergie semble correctement caractérisé, il n'existe en revanche pas de mesure de l'émission correspondante en dessous de 20 keV. Or, il est possible que le spectre dur observé soit une composante additionnelle au spectre de corps noir de 10 keV ajustant à la fois la queue de

l'émission et les éruptions plus modestes des magnétars (Rea et al., 2013b; Mereghetti, 2013). En effet, l'étude des perturbations de la ionosphère engendrées par SGR 1900+14 en 1998 a montré que la composante dure du spectre ($kT \sim 200$ keV) pourrait être accompagnée d'une composante à plus basse énergie (~ 5 keV) et environ dix fois supérieure en flux (Inan et al., 1999). Cependant, aucune observation de cet événement ne peut valider ou invalider cette hypothèse. Par ailleurs, cette étude n'a pas pu être reproduite pour l'événement de 2004 puisque ce dernier a été détecté pendant la journée, et que l'ionisation de l'atmosphère par le rayonnement solaire empêche alors toute quantification à basse énergie.

Contribution des magnétars au flux de la raie de fluorescence

Le spectre des éruptions géantes est mal contraint, notamment à basse énergie. Afin d'évaluer la contribution de ces événements aux phénomènes de réflexion visibles au centre de la Galaxie, et en particulier aux variations rapides détectées dans le Bridge, nous avons donc dû supposer une forme spectrale. Le spectre dur le plus favorable pour former le signal de fluorescence à 6.4 keV est celui de l'éruption de SGR 1806–20 mesuré par Frederiks et al. (2007), une loi de puissance avec un indice de photon $\Gamma = 0.73$. J'ai modulé ce spectre par la section d'absorption photoélectrique du fer et calculé le signal pouvant être ainsi créé par le filament détecté dans le Bridge en 2011 (paramètres discutés à la Section 7.2.1 et rappelés en note de bas de page à la section précédente). En raison du spectre dur de la source, le calcul donne un flux réfléchi dans la raie de fluorescence Fe $K\alpha$ d'environ 2×10^{-8} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$ pour le filament. Or, nous avons mesuré un flux de 3.2×10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$, soit plus de deux ordres de grandeur au-dessus du flux attendu. La situation est encore moins favorable pour le spectre de corps noir ajusté par Hurley et al. (2005). Une densité plus élevée et/ou une géométrie différente du filament pourrait augmenter la fraction de flux réfléchi et, de ce fait, réduire les contraintes en énergie que nous avons établies. Néanmoins, si seule la composante spectrale détectée dans la bande d'énergie au-delà de 20 keV est utilisée, les prédictions restent un ordre de grandeur en dessous du flux mesuré. Dans ce cas, une éruption significativement plus énergétique que celle produite par SGR 1806–20 en 2004 est donc requise pour expliquer l'émission observée. En revanche, si l'hypothèse de Inan et al. (1999) s'avérait exacte, la seconde composante de plus basse énergie augmenterait à elle seule le flux attendu dans le filament de deux ordres de grandeur, et un événement similaire à celui de 2004, mais produit au centre de la Galaxie il y a environ un siècle, pourrait dans ce cas être responsable de la variation rapide détectée. Ainsi, la contribution d'une éruption géante en provenance d'un magnétar ne peut pas être entièrement exclue pour expliquer les variations d'environ deux ans détectées au centre de la Galaxie, mais elle reste peu probable.

9.2.3 Contribution limitée des transitoires connues du centre Galactique

Les transitoires connues du centre Galactique, notamment les binaires X et les magnétars, ne libèrent clairement pas assez d'énergie lors de leurs éruptions pour expliquer les variations lentes de la majorité des structures moléculaires brillantes de la zone moléculaire centrale. En revanche, l'émission présentant les variations les plus rapides, dans le nuage du Bridge (cf. Section 7.2.1), nécessite une quantité d'énergie qui avoisine celle de l'émission de ces objets. Néanmoins, les caractéristiques spectrales de ces sources sont moins favorables pour créer la raie de fluorescence du fer et les prédictions restent au moins un ordre de grandeur en dessous du signal détecté. Ainsi, les transitoires du centre Galactique peuvent contribuer localement au signal réfléchi par les nuages moléculaires mais ne sont pas en mesure d'expliquer les régions les plus brillantes à 6.4 keV. Il est évident que nous ne pouvons pas exclure de potentiels événements transitoires significativement différents de ceux considérés dans

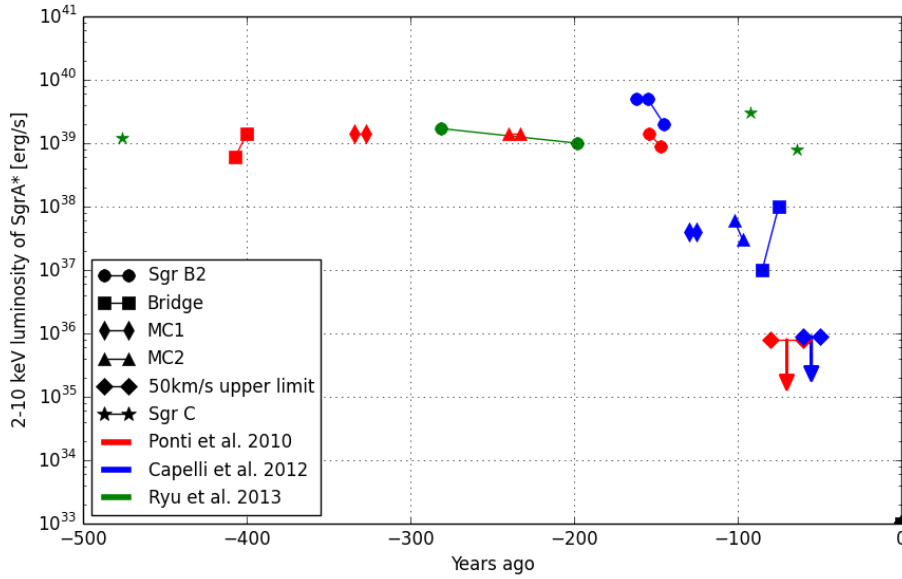


FIGURE 9.6 – Comparaison des courbes de lumière proposées pour rendre compte de l'activité passée de Sgr A*. La couleur fait référence à l'article dont sont issues les données (Ponti et al., 2010; Capelli et al., 2012; Ryu et al., 2013), et les symboles représentent les nuages à partir desquels ont été déduites les contraintes (Sgr B2, le Bridge, MC1, MC2, le 50 km/s et différentes régions de Sgr C). Les erreurs relatives aux différents points de la courbe de lumière n'ont pas été représentées mais sont importantes que ce soit en abscisse (l'âge de l'événement dépend de la position des nuages le long de la ligne de visée) ou en ordonnée (la luminosité de l'événement dépend de la position et de la densité des nuages). Ainsi, des contraintes observationnelles identiques (observations d'un même nuage) ont pu être utilisées pour proposer des scénarios différents. Le seul résultat concordant concerne le niveau d'activité passée élevé (autour de $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$), et une décroissance récente (il y a une centaine d'années) pour atteindre le niveau d'activité actuel, autour de $10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.

cette section, néanmoins, nous en concluons que, pour l'instant, une activité plus importante du trou noir supermassif au centre de notre Galaxie est toujours l'explication la plus plausible pour expliquer l'origine du rayonnement reflété par les nuages moléculaires du centre Galactique.

9.3 Contraintes sur l'activité passée de Sgr A*

Sgr A* est le meilleur candidat pour expliquer l'émission X non thermique observée dans la zone moléculaire centrale. De ce fait, il est manifeste que Sgr A* était plus actif il y a une centaine d'années, avec des luminosités de l'ordre de $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ ou plus. Néanmoins, la description précise de ces événements passés repose sur la connaissance de la distribution de matière au centre de notre Galaxie et est donc délicate à obtenir (cf. Chapitres 2 et 6).

Trois méthodes ont pour l'instant été employées pour reconstruire l'activité passée de Sgr A*. Elles ont consisté, dans l'ordre chronologique, à faire l'hypothèse d'un événement unique de luminosité constante (Ponti et al., 2010), ou à estimer la position des nuages le long de la ligne de visée en utilisant soit la largeur équivalente de la raie Fe K α (Capelli et al., 2012), soit l'absorption en rayons X (Ryu et al., 2013). Ces travaux ont abouti à la proposition de trois courbes de lumière qui sont représentées sur la Figure 9.6. La luminosité et la date proposées pour chacun des points dépendent

fortement du modèle utilisé et les résultats ne sont pas toujours compatibles entre eux. La superposition des courbes de lumière proposées pour Sgr A* ne peut donc pas être considérée comme une représentation réaliste de l'activité passée, même si la tendance générale, avec un niveau élevé autour de $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ pendant plusieurs siècles suivi d'une décroissance progressive jusqu'au niveau d'activité actuel, peut paraître pertinente. En effet, la plupart des contraintes amenées par l'étude des variations des nuages individuels apparaissent deux fois sur la Figure 9.6 mais à des périodes distinctes en raison d'hypothèses différentes pour contraindre les paramètres manquants (voir aussi Figure 6.8).

Par ailleurs, les trois travaux évoqués étudient les caractéristiques spectrales de l'émission à l'échelle des grandes structures moléculaires (de l'ordre de la minute d'arc) et nous avons expliqué, au Chapitre 7, que l'étude des variations à plus petite échelle pouvait fournir des contraintes plus pertinentes, concernant notamment les variations les plus rapides. Nous avons utilisé ces contraintes supplémentaires pour extraire un certain nombre de faits quant à l'activité passée du trou noir, et proposer un scénario global expliquant de manière cohérente l'ensemble de l'illumination des régions centrales.

9.3.1 Réflexion de deux événements dans le complexe Sgr A

Notre analyse systématique des variations à l'intérieur du complexe Sgr A révèle, pour la première fois, deux comportements temporels différents dans cette région de la zone moléculaire centrale (cf. Chapitre 7). Notre description précise de ces deux comportements, accompagnée des informations disponibles sur les structures moléculaires reflétant l'émission de Sgr A*, nous permet d'utiliser des éléments de diagnostic supplémentaires par rapport aux travaux précédents.

L'augmentation brutale de l'émission suivie d'une diminution rapide que nous avons détectée dans la région du Bridge, avec une amplitude en flux d'un facteur 10 au moins, ne dure pas plus de deux ans. Ceci constitue une indication forte que le sursaut éclairant cette région est très court ou présente des sous-structures temporelles très importantes. De plus, nous avons rapporté la détection d'une variation linéaire beaucoup plus lente à l'intérieur des nuages MC1 et MC2, et cette variation est liée à la propagation du signal qui entraîne des modifications morphologiques de l'émission à l'intérieur des deux structures moléculaires. Ceci indique clairement que le modèle d'illumination est plus complexe que le flux constant considéré par Ponti et al. (2010) pour estimer la position relative des nuages le long de la ligne de visée et conclure qu'un seul événement long pouvait rendre compte de toute l'illumination détectée dans la région. Par ailleurs, notre analyse systématique montre que la pente des courbes de lumière des nuages MC1 et MC2 sont parfaitement similaires à la tendance décroissante de celles de G0.11–0.11. Ceci est une indication en faveur d'une illumination quasi-simultanée de ces trois nuages moléculaires par le même événement.

Les deux comportements temporels différents observés dans le complexe Sgr A augmentent donc le nombre de contraintes existantes pour le scénario d'illumination global de la région. Nous remettons donc en question la conclusion de Ponti et al. (2010), et essayons à nouveau de concilier toutes les variations observées avec un événement unique. Dans la mesure où le comportement temporel de l'émission du nuage est le résultat de la convolution entre la courbe de lumière de l'événement éclairant le nuage et la structure même du nuage (cf. Section 6.2.2), la différence de comportement temporel observée peut, en théorie, s'expliquer aussi bien par des morphologies moléculaires différentes que par deux épisodes d'illumination distincts ayant des signatures temporelles différentes (cf. Figure 9.7).

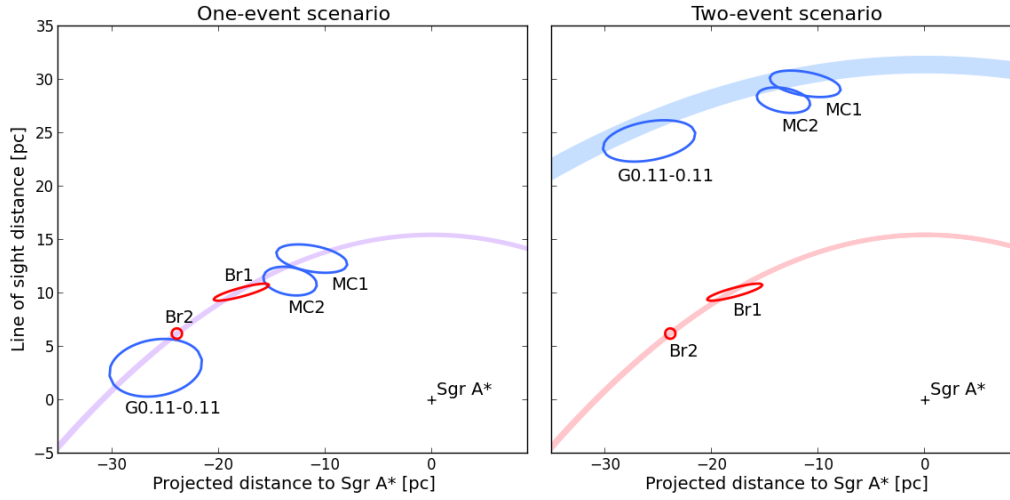


FIGURE 9.7 – Présentation schématique de deux scénarios d'illumination différents pour le complexe Sgr A. Dans chacun des graphiques, les ellipses représentent la position et l'extension possibles des nuages le long de la ligne de visée, tandis que les paraboles représentent les régions illuminées par le(s) événement(s) à une date donnée. (*Gauche*) Scénario avec un événement unique : un événement de deux ans s'étant terminé il y a cent ans. Comme expliqué ci-après, ce scénario est exclu. (*Droite*) Scénario avec deux événements : un événement de deux ans s'étant terminé il y a cent ans (rouge), plus un événement de dix ans s'étant terminé il y a deux cents ans (bleu). Nous n'avons que peu de contraintes sur l'âge des événements, leur position le long de la ligne de visée est donc arbitraire, et l'événement court pourrait même être plus ancien que l'événement long.

Les deux sous-sections suivantes déterminent les contraintes que notre étude apporte aux scénarios à un ou deux événements présentés à la Figure 9.7. Elles incluent des résultats de calculs basés sur l'équation (6.10), reliant le flux de la raie Fe $K\alpha$ mesuré au niveau du nuage à la luminosité de la source à l'origine de l'événement. Le flux mesuré dépend de la fraction totale de flux interceptée par le nuage (fonction de sa taille et de sa distance à la source), de la densité de colonne du nuage et de l'abondance en fer. Les paramètres des nuages utilisés pour ces calculs sont reportés dans la Table 9.3. La distance entre les nuages et Sgr A* est calculée à partir de leur distance projetée à Sgr A* et de leur position le long de la ligne de visée. Cette dernière est déterminée à partir de l'âge de l'événement à l'origine de l'illumination en utilisant l'équation (6.14). Pour la densité de colonne nous avons utilisé les observations des molécules N_2H^+ et CS, et supposé que la température d'excitation est la même pour tous les nuages, qu'ils ont tous une abondance identique à celle du Soleil et qu'il n'y a pas de phénomènes d'auto-absorption pour les transitions moléculaires considérées. Dans ce cas, les densités de colonne sont directement proportionnelles aux températures d'antenne renseignées dans la Table 9.3. Notre objectif étant de comparer les nuages entre eux, nous n'avons pas cherché à convertir ces valeurs en densité de colonne d'hydrogène.

Hypothèse d'un événement unique : les contraintes

Puisque les variations observées dans le complexe Sgr A ont une certaine organisation spatiale (avec notamment l'indication d'une propagation s'éloignant de Sgr A*), il est légitime de considérer que tous les nuages sont illuminés par le même événement. Dans ce cas, la variation rapide caractérisée dans le Bridge fournit la contrainte la plus forte concernant le profil du sursaut X éclairant la région. L'événement doit comporter une variation de flux importante d'une durée maximale de deux ans, et

TABLE 9.3 – Paramètres de référence pour les cinq nuages les plus brillants du complexe Sgr A.

Paramètres	Br1	Br2	MC1	MC2	G0.11–0.11
Distance minimale à Sgr A* [pc] ^a	17.5	23.3	11.0	13.0	25.2
Flux [10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$] ^b	5	6	7	6	6
Température d'antenne du CS [K] ^c	3	2.4	1.5	—	1.6
Température d'antenne du N ₂ H ⁺ [K] ^c	1.8	1.6	0.7	0.4	0.7
Durée de l'illumination [année] ^d	~ 2	~ 2 ?	~ 10	~ 10	~ 10

^a Distance projetée entre le nuage et Sgr A*.

^b Flux maximal mesuré pour le flux de la bande 4–8 keV pour chaque nuage dans les régions de 15×15 arcsec².

^c Valeur de pic maximal d'émission mesuré dans les cartes CS (Tsuboi et al., 1999a) et N₂H⁺ (Jones et al., 2012). Le nuage MC2 n'est pas détecté dans les cartes CS.

^d Durée d'illumination observée. La durée de l'illumination dans Br2 est une prédiction puisque la décroissance n'a pas encore été établie (cf. Figure 8.12, droite).

un pic d'émission au-dessus de 10^{39} erg s $^{-1}$ (cf. Section 7.2.1). Cette variation peut potentiellement être accompagnée par un niveau d'activité beaucoup plus long mais également beaucoup plus faible.

En première approximation, nous supposons que toute contribution additionnelle d'une quelconque activité d'intensité inférieure est négligeable. Ainsi, la durée totale du sursaut ne peut pas excéder deux ans et son profil temporel est caractérisé par un pic abrupt. Dans ce cas, la variation plus lente observée dans l'émission diffusée par tous les nuages à l'exception du Bridge ne peut s'expliquer que si tous ces nuages ont une extension substantielle le long de la ligne de visée (cf. Figure 9.7 et Section 6.2). En raison de la vitesse de propagation apparente, l'extension nécessaire pour expliquer une illumination de dix ans avec un événement de deux ans dépend de la position des nuages. Par exemple, l'extension physique des nuages le long de la ligne de visée requise pour MC1 ou MC2 est entre 3 pc pour un événement récent (ayant eu lieu il y a 50 ans) et 1.5 pc pour un événement plus ancien (ayant eu lieu il y a 300 ans), tandis qu'elle est légèrement plus importante pour G0.11–0.11 (entre 4.5 et 1.5 pc). Ces valeurs sont comparables à la largeur apparente de l'émission à 6.4 keV mesurée dans les cartes *Chandra* pour ces régions.

Néanmoins, si la variation plus lente observée dans les nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11 est attribuable à un sursaut de deux ans se propageant à l'intérieur de ces nuages, alors la fraction illuminée à n'importe quelle date représente moins d'un tiers de la densité de colonne totale (cf. Section 6.2). En particulier, dans le cas d'un événement unique, tous les nuages illuminés doivent se trouver sur le même paraboloïde (cf. Figure 9.7, gauche), ce qui signifie que deux nuages alignés selon la ligne de visée, tels que Br2 et G0.11–0.11, doivent se trouver à la même position physique (et ce, malgré les vitesses différentes données par les traceurs moléculaires, cf. Figure 7.2). Ainsi, le flux maximal observé pour la raie Fe K α dans ces deux nuages étant globalement le même, les durées d'illumination étant différentes et parce que ces deux nuages doivent se trouver à la même distance de Sgr A*, la densité de colonne de G0.11–0.11 devrait être au moins trois fois plus grande que celle de Br2. La valeur correspondante est plus de six fois plus grande que celle déduite des mesures réalisées dans les raies moléculaires (cf. Table 9.3). La discussion est moins immédiate en ce qui concerne les deux autres nuages puisque MC1 et MC2 pourraient s'avérer beaucoup plus proches de Sgr A* que ne l'est le Bridge, compensant ainsi en partie la densité de colonne plus faible de ces nuages. En regroupant toutes les données, nous avons trouvé que les nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11 doivent avoir une densité de colonne au moins trois fois et jusqu'à dix fois supérieure à celle déduite des traceurs moléculaires. Ce résultat exclut un scénario proposant un unique sursaut de deux ans pour rendre compte de l'illumination de tous ces nuages.

Ajouter une composante d'activité plus longue mais dix fois inférieure en flux ne change pas significativement cette conclusion. En effet, dans la configuration la plus favorable, l'émission du nuage peut alors être considérée comme la somme de deux structures distinctes : la première contient environ un tiers de la densité de colonne et est éclairée par un événement intense, tandis que la seconde a une extension le long de la ligne de visée et une densité de colonne deux fois supérieures mais est éclairée par un événement dix fois moins intense. Dans ce cas, la contribution de cette seconde structure s'élève seulement à 40% du signal créé par la première. Il est possible d'augmenter cette contribution relative en considérant des structures plus étendues le long de la ligne de visée. Néanmoins, dans l'hypothèse d'un nuage homogène, la fraction de N_H illuminée par l'événement intense est également plus faible et elles sont donc globalement moins favorables pour concilier la fluence importante des nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11 avec la faible durée de l'événement détecté dans le Bridge.

De plus, comme nous l'avons déjà mentionné, les tendances linéaires détectées à l'intérieur des nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11 sont très similaires (cf. Section 7.3). Ceci suggère fortement que le profil de ces variations est à attribuer à la courbe de lumière intrinsèque de l'événement à l'origine de l'illumination plutôt qu'à la structure individuelle des nuages. En effet, dans le cas d'un événement unique de deux ans, seul un gradient de densité le long de la ligne de visée, à l'intérieur de ces nuages, pourrait être invoqué pour reproduire les variations linéaires observées sur les échelles de 15 arcsec. Cela signifie que les trois nuages devraient avoir un gradient de densité très similaire, ce qui est peu probable. Une fois encore, ajouter une composante d'activité d'un niveau de flux dix fois plus faible, avant et après le pic principal, ne résout pas le problème.

Finalement, il est difficile de concilier toute l'illumination vue dans la zone moléculaire centrale avec un unique événement d'une durée de deux ans, puisqu'un tel événement devrait illuminer moins de 1% de la matière. De plus, cela contraindrait la position de tous les nuages brillant dans la raie Fe $K\alpha$ à la surface d'un fin paraboloïde, ce qui semble peu probable. Les contraintes de densité, de structure et de position sont donc toutes en défaveur d'un scénario présentant un événement unique (cf. Section 9.3.2).

Vers un scénario avec au moins deux événements passés de Sgr A*

La région du Bridge est illuminée par un événement piqué d'une durée de deux ans et durant lequel la luminosité de Sgr A* a dû être au moins de 10^{39} erg s⁻¹. La possibilité d'un niveau d'activité sous-jacent plus long mais d'intensité dix fois plus faible ne peut pas être exclue.

Supposons que les variations linéaires vues dans tous les autres nuages soient dues à un seul autre événement. Selon les considérations avancées précédemment, la durée minimale de ce second sursaut peut être déduite de la tendance linéaire observée dans les nuages correspondants et serait donc plus longue que la durée maximale de l'événement illuminant le Bridge. L'échelle temporelle de la réflexion pouvant être jusqu'à deux fois supérieure à la durée du sursaut, lorsque les nuages se situent derrière la source (cf. équation 6.16), nous pouvons mettre une limite inférieure de dix ans sur la durée totale du sursaut (cinq ans d'augmentation du flux suivis de cinq ans de décroissance). Par ailleurs, la luminosité passée de Sgr A* relative à cet événement long peut être estimée en utilisant les valeurs de N_H calculées par Ponti et al. (2010) et en supposant une position le long de la ligne de visée pour les nuages. Dans le cas d'un sursaut récent (ayant eu lieu il y a 50 ans), MC1 et MC2 devraient être très proches du trou noir par rapport à G0.11–0.11. C'est pourquoi la luminosité prolongée de Sgr A* durant le sursaut plus long devrait être d'au moins 5×10^{38} erg s⁻¹ et jusqu'à quelques 10^{39} erg s⁻¹

pour expliquer le flux détecté respectivement dans MC1 et G0.11–0.11. Cette différence de luminosité se réduit si des événements plus anciens sont considérés. Par exemple, pour un sursaut s'éteignant il y a environ 200 ans, la luminosité de Sgr A* devrait être au moins de quelques 10^{39} erg s⁻¹ pour expliquer les flux détectés dans les trois nuages en question. Cela semble également plus compatible avec la simultanéité et la similarité des décroissances observées dans ces trois nuages.

Ainsi, deux événements distincts mais d'intensité similaire pourraient expliquer les variations observées dans le complexe Sgr A. Néanmoins, la datation précise de ces deux événements, leur ordre chronologique ainsi que le niveau d'émission entre eux, sont difficiles à estimer. Et bien sûr, nous ne pouvons pas non plus exclure la possibilité qu'il y ait eu plus de deux sursauts et que G0.11–0.11 et les nuages MC1 et MC2 aient été illuminés par des événements différents malgré leurs signatures temporelles semblables.

Reproduction des courbes de lumière du complexe Sgr A

En utilisant les éléments développés précédemment, il est possible de construire une distribution de matière ainsi que deux événements permettant de reproduire les courbes de lumière observées. J'ai utilisé le programme de modélisation présenté à la Section 6.2.2 afin de reproduire quantitativement quelques caractéristiques du signal à 6.4 keV détecté dans la structure du Bridge et dans le nuage MC1 (courbes de lumière présentées aux Figures 7.11 et 7.13).

Les variations rapides observées dans le Bridge peuvent être expliquées par un événement court se propageant dans la structure apparemment filamentaire du nuage. Pour modéliser précisément les courbes de lumière, j'ai tout d'abord considéré les caractéristiques morphologiques de l'émission X à l'intérieur de chacune des régions étudiées. Comme expliqué au Chapitre 7, une partie des courbes de lumière du Bridge sont apparemment liées à des filaments isolés (Br2f, Br1d), tandis que d'autres semblent posséder plusieurs structures le long de la ligne de visée et présentent donc une durée d'émission plus longue (Br1a). Par conséquent, nous avons considéré la collection de filaments décrite sur la Figure 9.8 (gauche). La position respective de chacune de ces structures rend compte de la propagation apparente le long du Bridge, tandis que leur faible extension le long de la ligne de visée permet de modéliser la variation rapide observée, en supposant que le nuage est éclairé par un événement de luminosité constante durant un an. La courbe de lumière de Br1d présente à la fois une variation rapide, modélisée par un filament isolé, et une variation plus lente et moins intense que nous avons choisi de modéliser par une composante de matière plus diffuse, autour du filament. Les courbes de lumière prédites par cette distribution de matière sont représentées sur la Figure 9.8 (droite), et superposées aux données réelles. Le nombre de paramètres libres étant important (nombre, taille et densité des filaments, caractéristiques de la matière alentour et paramètres de l'événement), il est possible d'ajuster parfaitement les courbes de lumière par différents scénarios. Néanmoins, le modèle simpliste que nous proposons est en accord avec les observables présentées au Chapitre 7 et permet de reproduire les principales caractéristiques des courbes de lumière du Bridge.

Nous avons effectué le même travail de modélisation pour le nuage MC1, en considérant cette fois un nuage unique (cf. Figure 9.8, gauche) et un événement long (durée de 10 ans, moitié croissant, moitié décroissant), s'étant terminé il y a 200 ans. Le résultat en termes de courbes de lumière est présenté sur la Figure 9.9. Les tendances générales des régions MC1b et MC1d sont reproduites par la distribution de matière et l'événement choisi (les écarts par rapport aux mesures peuvent être interprétés en termes de fluctuations statistiques, mais ils pourraient également être corrigés en considérant, par exemple, un nuage non homogène). Par ailleurs, nous avons également tenté de reproduire ces mêmes

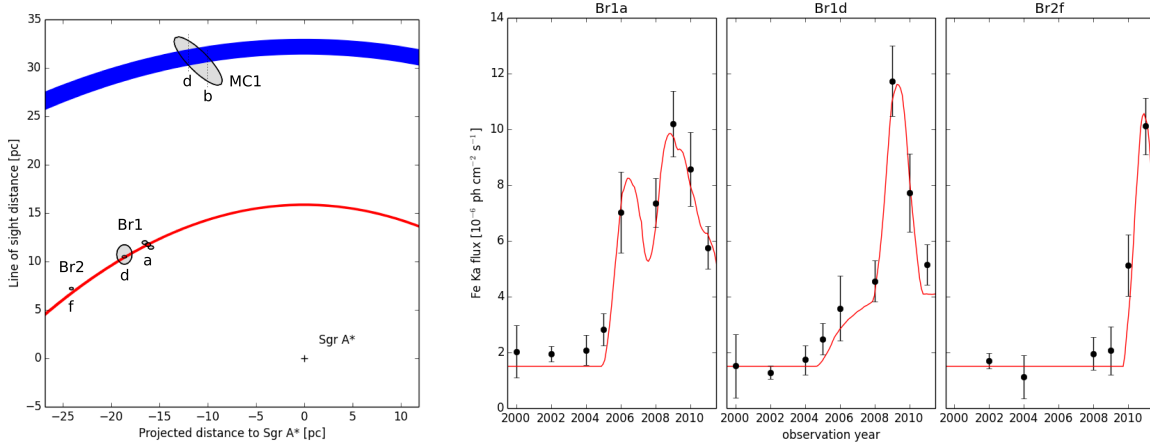


FIGURE 9.8 – Modélisation des courbes de lumière du complexe Sgr A. (*Gauche*) Distribution de matière permettant de reproduire les variations observées dans le Bridge et dans MC1 et positions des événements responsables de leur illumination en 2009. Les filaments choisis pour modéliser le Bridge correspondent à des structures visibles dans la carte d'émission à 6.4 keV. Ils sont de taille semblable, soit environ $3 \times 20 \text{ arcsec}^2$ dans le plan de ciel. Nous leur avons attribué des densités autour de 10^5 cm^{-3} , et le filament de Br1d est entouré d'un nuage moléculaire environ dix fois moins dense. Le nuage MC1 est modélisé par une structure homogène, inclinée de 45° par rapport à la ligne de visée et nous lui avons attribué une densité de $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Les événements choisis correspondent à un événement d'une luminosité de $5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ s'étant terminé il y a un siècle (en rouge) et un événement croissant puis décroissant ayant une durée totale de 10 ans et une intensité de $5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ au pic (en bleu). (*Droite*) Courbes de lumière reproduites grâce à la distribution de matière choisie (en rouge) et comparées aux données (en noir). Les différents pics sont créés par les filaments individuels et une composante constante de $1.5 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a été ajoutée à l'ensemble de l'émission. L'origine de cette dernière composante est incertaine.

courbes de lumière en utilisant un événement constant de dix ans. Dans ce cas, il est facile de produire une tendance croissante (fraction de matière illuminée croissante) puis décroissante (cf. Figure 6.7). Néanmoins, il est difficile de reproduire simultanément ces deux tendances pour des régions spatialement proches, comme c'est le cas des sous-régions de MC1 si nous considérons qu'elles font partie d'un unique nuage. La configuration la plus favorable serait un événement récent (ayant eu lieu il y a moins de 50 ans) et un nuage présentant une inclinaison de 45° par rapport à la ligne de visée. Comme cela a été expliqué précédemment, dans cette configuration, l'illumination du nuage G0.11–0.11 est difficilement conciliable avec celle de MC1. Ces éléments semblent confirmer la tendance croissante puis décroissante de l'événement à l'origine de l'illumination des nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11.

L'ensemble des courbes de lumière mesurées sur les nuages du complexe Sgr A présentent un niveau d'émission minimal non nul. L'origine de cette émission n'est pas évidente, il pourrait en effet s'agir, soit de la réflexion de l'activité passée de Sgr A* résultant d'un niveau d'émission plus bas et/ou de matière peu dense, soit d'un phénomène de réflexion lié à d'autres sources émettant en X durs, soit d'un signal constant (ou local) créé par les rayons cosmiques de faible énergie. Nous avons décidé de rendre compte de cette émission en ajoutant une composante constante de $1.5 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à chacune des courbes de lumière modélisées.

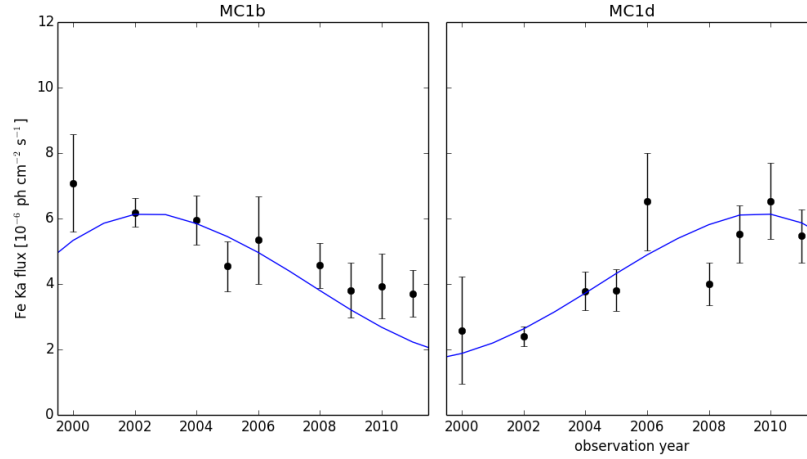


FIGURE 9.9 – Courbes de lumière modélisées grâce à la distribution de matière présentée à la Figure 9.8 (gauche, en bleu) et comparées aux données (en noir). Le décalage en temps entre la position du pic dans les deux sous-régions considérées correspond au retard induit par leur position relative et dépend de l'angle d'inclinaison du nuage selon la ligne de visée. Une composante constante de $1.5 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, dont l'origine précise est inconnue, a également été ajoutée à l'ensemble de l'émission des deux régions.

9.3.2 Contraintes apportées par l'étude de la zone moléculaire centrale

L'utilisation des données *XMM-Newton* pour étudier les variations dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale a permis de détecter des variations significatives dans la plupart des nuages illuminés. Aux structures du complexe Sgr A se sont ainsi ajoutées trois régions principales : la région des Arches et les complexes Sgr B et Sgr C. L'émission de la raie de fluorescence Fe K α des nuages correspondants est principalement décroissante (cf. Chapitre 8) et pourrait être compatible avec une illumination par l'un ou l'autre des deux événements caractérisés dans le complexe Sgr A, sous réserve de supposer une distribution de matière adéquate (cf. Section 9.3.1). Dans cette section, nous envisageons chacune de ces deux possibilités et nous utilisons les informations disponibles concernant la distribution de matière des nuages associés pour discuter des contraintes supplémentaires pouvant être apportées par ces nouvelles détections. Il s'agit de résultats préliminaires rendant compte des travaux en cours.

La région des Arches

La région des Arches est constituée principalement de deux régions brillantes dans la raie de fluorescence du fer : le nuage des Arches et le filament DX, situés, respectivement, autour et environ trois minutes d'arc au nord Galactique de l'amas des Arches. Les courbes de lumière du nuage des Arches sont assimilables au plateau d'émission détecté dans les régions centrales du nuage MC1 tandis que la décroissance linéaire détectée dans le filament DX est similaire aux variations observées simultanément dans les nuages MC1, MC2 et G0.11–0.11. De surcroît, la température d'antenne de la molécule N₂H⁺ ($J=1-0$, Jones et al., 2012) mesurée pour les structures ayant une vitesse d'environ -25 km s^{-1} dans la direction du nuage des Arches et dans celle du filament DX est respectivement équivalente et deux fois inférieure à celle mesurée à la position de MC1, autour de -10 km s^{-1} . Ces valeurs concordent avec les niveaux de flux mesurés dans la raie Fe K α à l'intérieur de ces trois nuages. La région des Arches étant à la même distance projetée de Sgr A* que le nuage G0.11–0.11, elle s'inscrit

donc aisément dans le scénario proposé pour expliquer les variations du complexe Sgr A. Cette région pourrait donc être illuminée par l'événement long et relativement ancien, responsable des variations linéaires et majoritairement décroissantes détectées dans les régions centrales.

Les complexes Sgr B et Sgr C

Les courbes de lumière relatives aux deux complexes Sgr B et Sgr C sont plus parcellaires et le profil de l'émission déduit des observations *XMM* est donc plus difficile à comparer à ceux obtenus pour les régions du complexe Sgr A. Néanmoins, il est possible de prédire le niveau de flux résultant de l'illumination de ces structures par chacun des deux événements. Pour modéliser l'émission de Sgr B et Sgr C, nous avons supposé qu'il s'agissait de cœurs sphériques de 0.5 arcmin de rayon et ayant des densités respectives $n_H = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Jones et al., 2011) et $n_H = 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (estimée à partir du relevé Mopra à 3 mm en supposant une relation de proportionnalité par rapport au nuage MC1). Nous avons ensuite utilisé le programme de modélisation pour calculer le niveau de flux créé par chacun des deux événements dans ces nuages et extrait les courbes de lumière correspondantes.

Expliquer Sgr B avec l'événement d'un an. L'événement court s'étant terminé il y a une centaine d'années reproduit le niveau de flux attendu à la position de Sgr B, soit environ $7 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (mesuré sur une région de 1 arcmin^2). Dans ce cas, le nuage correspondant est situé environ 170 pc devant le plan de Sgr A*. A cette position, la parabole de l'événement est large. Ainsi, malgré l'extension conséquente du nuage le long de la ligne de visée, une fraction importante du nuage est illuminée à chaque instant par l'événement d'un an, et la variation résultante est rapide (3 ans à mi-hauteur, cf. Figure 9.10, gauche). Néanmoins, à de telles densités, le cas optiquement mince n'est pas vérifié et le modèle utilisé surestime donc le flux réfléchi effectivement détectable (les phénomènes d'absorption ne sont pas pris en compte dans le modèle développé, cf. Section 6.2.2). Afin que le complexe Sgr B reste compatible avec l'événement illuminant le complexe Sgr A, il faut donc envisager des densités plus faibles pour les filaments du Bridge et considérer une luminosité plus importante pour l'événement correspondant. Enfin, les profils d'émission tracés par les données *XMM* sont compatibles à la fois avec une variation rapide et avec une variation linéaire (cf. Figure 8.15, gauche). Dans le cas d'un événement court et relativement récent (100 ans), la distribution de matière choisie ne peut pas rendre compte d'une variation linéaire ; si cette dernière était avérée, il faudrait donc avoir recours à des profils de densité plus complexes pour l'expliquer.

Expliquer Sgr B avec l'événement de dix ans. Si l'événement long s'étant terminé il y a 200 ans illumine actuellement le complexe Sgr B, alors le nuage est situé environ 60 pc devant le plan de Sgr A*, soit significativement plus proche du trou noir que dans le cas précédent. Les luminosités prédites excèdent donc les valeurs mesurées dans les données *XMM*, même après correction des effets d'absorption. Par ailleurs, la variation prédite est relativement lente (8 ans à mi-hauteur), et il est possible que nous n'ayons pas de points de mesure correspondant au pic d'émission mais uniquement de la partie associée à la fin de la variation induite par l'événement (cf. Figure 9.10, droite). Dans ce cas, la luminosité mesurée avant l'année 2000 (par exemple par le satellite ASCA en 1994) limite la luminosité maximale pouvant être envisagée pour la variation correspondante.

Expliquer Sgr C. Les flux prédits par les deux événements à la position de Sgr C sont supérieurs à ceux effectivement mesurés mais la différence peut être corrigée, soit en considérant une distribution de matière plus étendue le long de la ligne de visée et donc moins dense, soit en faisant l'hypothèse

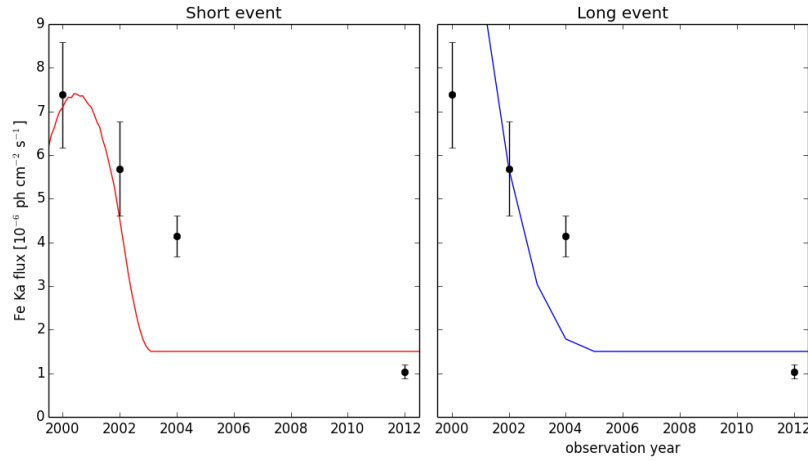


FIGURE 9.10 – Courbe de lumière du nuage Sgr B2 modélisée grâce à une distribution de matière sphérique et homogène ayant un rayon de 0.5 arcmin et une densité de colonne totale $N_H = 7.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. (*Gauche*) Illumination par l'événement d'une durée de un an s'étant terminé il y a un siècle. (*Droite*) Illumination par l'événement de dix ans s'étant terminé il y a deux siècles. Les courbes de lumière modélisées (en rouge et en bleu) sont superposées aux données (en noir) issues de la région Sgr B2 (a) et présentées à la Figure 8.15 (gauche). Le niveau de flux mesuré peut être reproduit par la distribution de matière choisie pour les deux événements envisagés, même si le profil précis de l'émission nécessite sans doute une distribution de matière plus complexe. La composante constante de $1.5 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ utilisée pour les courbes de lumière du complexe Sgr A a également été ajoutée à l'ensemble de l'émission de la région.

que ce nuage réfléchit uniquement la fin de l'un des deux événements. Les scénarios d'illumination par l'événement récent et par l'événement long supposent respectivement que le nuage est situé environ 80 pc et 20 pc en avant du plan de Sgr A*.

Les variations restent compatibles avec deux événements

Les variations observées dans les complexes Sgr B et Sgr C sont compatibles avec les deux événements supposés pour expliquer l'illumination du complexe Sgr A. Ainsi, il n'est pas nécessaire d'invoquer un troisième événement pour rendre compte du flux détecté dans la zone moléculaire centrale. De plus, il semble peu probable que la majorité des nuages soient alignés le long de la même parabole, ainsi il serait possible d'expliquer le complexe Sgr B avec l'un des deux événements et Sgr C avec l'autre. Dans ce cas, les dates choisies pour les deux événements positionneraient les deux complexes massifs Sgr B et Sgr C en avant du trou noir. Ceci est également discutable, mais il est possible d'envisager que l'un ou l'autre des deux événements soit plus ancien que les âges que nous avons proposés, afin que la position du complexe Sgr C soit en arrière de Sgr A*.

Enfin, les variations croissantes du complexe Sgr B peuvent être interprétées différemment selon la position des régions correspondantes le long de la ligne de visée. Il est possible qu'elles reflètent le début de l'événement se propageant actuellement dans Sgr B, mais il est également possible qu'elles reflètent un événement différent, plus récent ou plus ancien. Seul un suivi régulier de l'émission de la zone moléculaire centrale permettra de trancher quant aux différentes possibilités.

9.4 Phénomènes physiques à l'origine de l'activité passée de Sgr A*

Les observations de la haute variabilité du signal à 6.4 keV dans les régions internes de la Galaxie nous ont permis d'établir des contraintes fortes quant à la courbe de lumière du rayonnement incident. En particulier, un des résultats majeurs de notre étude est la limite obtenue sur la durée de l'un des événements. En théorie, cet événement de deux ans au plus devrait pouvoir expliquer à la fois la variation rapide vue dans le Bridge et la variation plus lente détectée dans tous les autres nuages du complexe Sgr A. Cependant, en étudiant cette hypothèse, nous avons déduit des contraintes sur les densités relatives des nuages qui ne sont pas compatibles avec les valeurs données par les traceurs moléculaires. Nous pouvons en conclure que cette possibilité est exclue. Ainsi, les deux comportements du complexe Sgr A caractérisés pour la première fois dans ce travail de thèse sont très probablement dus à la réflexion de deux éruptions passées distinctes émanant de Sgr A*. Le niveau d'activité de Sgr A* sous-jacent, autour de ces deux sursauts proéminents, n'est pas bien contraint, mais un niveau d'activité beaucoup plus important que l'activité actuelle de Sgr A* n'est pas à exclure. L'étude des variations menée à l'échelle de la zone moléculaire centrale a permis d'identifier de nouvelles régions reflétant également l'activité passée de Sgr A* ; ces régions peuvent s'inscrire dans le scénario global d'illumination proposé pour le complexe Sgr A, sans qu'il y ait a priori besoin d'invoquer un événement supplémentaire. Le calcul précis de l'ensemble des contraintes pouvant être déduites de ces nouvelles régions est en cours.

Nos résultats sont en faveur d'un scénario présentant au moins deux événements courts (d'une dizaine d'années ou moins) mais durant lesquels la luminosité du trou noir supermassif a dû atteindre quelques $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ au moins. Ceci est en contradiction avec l'interprétation prédisant un niveau d'activité élevé suivi d'une diminution progressive pendant au moins un siècle avant d'atteindre la luminosité actuelle. Ces variations lentes, invoquées par les études précédentes (par exemple, Inui et al., 2009; Ryu et al., 2013), étaient en faveur d'une transition d'état de Sgr A*, telles que celles qui ont pu être mises en avant pour d'autres noyaux de galaxie (par exemple, Schawinski et al., 2010). La rapidité des variations mesurées dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale, ainsi que la démonstration de la présence d'au moins deux événements distincts, suggère qu'il s'agirait plutôt de phénomènes catastrophiques. Caractériser la fréquence de tels événements ainsi que leur durée et leur luminosité intrinsèque sera fondamental pour identifier les processus physiques à l'origine de ces changements de luminosité passés de Sgr A*. A ce jour, plusieurs scénarios ont été envisagés.

Variations stochastiques du taux d'accrétion

Les changements rapides de luminosité du trou noir supermassif au centre de notre Galaxie pourraient être expliqués par des variations stochastiques du taux d'accrétion, liées à l'émission de matière par les vents stellaires des étoiles massives orbitant Sgr A* (Cuadra et al., 2008). Ce scénario permet de concilier l'activité présente du trou noir avec son activité passée, en supposant que les inhomogénéités du flot d'accrétion sont fréquentes et responsables des sursauts d'activité visibles quotidiennement, tandis que des agglomérats plus massifs sont plus rares et pourraient être responsables d'un événement passé avoisinant les $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$.

Événements catastrophiques : captures par effet de marée

Le parsec au centre de notre Galaxie contient de nombreuses étoiles, certainement accompagnées de nombreuses planètes et de nuages de gaz plus ou moins massifs (cf. Chapitre 2). En passant à

proximité de Sgr A*, ces objets peuvent être capturés par le trou noir et augmenter son taux d'accrétion sur une période limitée. Ainsi, la destruction d'une étoile par effet de marée pourrait permettre au trou noir d'atteindre sa luminosité d'Eddington (quelques 10^{44} erg s⁻¹) pendant environ un an, comme cela a déjà été observé dans d'autres galaxies (lire la revue de Komossa, 2012). Bien que le spectre soit très mou, avec des températures typiques de 1 keV, une émission de haute énergie pourrait être présente et expliquer la réflexion d'une faible fraction (0.1–1%) de la luminosité totale. Néanmoins, de tels événements sont rares, environ une capture d'étoile tous les 10 000 ans (Alexander & Livio, 2004), et ne peuvent pas en théorie expliquer l'intégralité des événements se reflétant dans la zone moléculaire centrale. Des captures partielles ont donc également été envisagées, elles peuvent entraîner l'accrétion des débris créés par les forces de marée (Sazonov et al., 2012), voire l'éjection de matière par l'objet compact (Yu et al., 2011). D'autres scénarios, remplaçant les objets stellaires par des objets moins massifs mais plus nombreux, ont également été envisagés : l'accrétion de nuages de gaz (Czerny et al., 2013) ou de planètes, voire d'astéroïdes (Zubovas et al., 2012; Nikołajuk & Walter, 2013).

La durée et la luminosité des événements produits par ces épisodes catastrophiques dépendent de la masse accrétée ainsi que des paramètres d'impact de l'objet. Globalement, ces scénarios sont en mesure de reproduire la luminosité de 10^{39} erg s⁻¹ donnée par les contraintes observationnelles, mais pour des durées relativement courtes, entre une année et quelques décennies. Ils sont en revanche difficilement conciliables avec l'émission dans le domaine des X durs, et incapables de produire un niveau d'activité élevé pendant plusieurs siècles sans invoquer l'accrétion de plusieurs objets les uns à la suite des autres. Ces modèles sont donc plutôt favorables à un scénario d'activité passée présentant plusieurs événements courts, et contraires à un niveau d'activité élevé sur plusieurs siècles.

CONCLUSIONS

CHAPITRE 10

Conclusions et perspectives

Sommaire

10.1 Sursauts quotidiens de Sagittarius A*	209
10.1.1 Synthèse	209
10.1.2 Perspectives du domaine	210
10.2 Etude de l'activité passée de Sagittarius A*	211
10.2.1 Synthèse	211
10.2.2 Travaux en cours et perspectives du domaine	212
10.3 Activité des trous noirs supermassifs	213

Les recherches menées dans le cadre de ma thèse ont pour objectif de mieux comprendre l'activité du trou noir supermassif au centre de notre Galaxie, Sagittarius A*. Mes travaux ont bénéficié de plusieurs programmes d'observation obtenus par notre groupe pour étudier à la fois les sursauts quotidiens de Sgr A* et la propagation des échos de son activité passée dans les nuages de la zone moléculaire centrale. Ce dernier chapitre présente, pour chacun de ces deux aspects, un aperçu global des principaux résultats obtenus ainsi que des travaux en cours et des perspectives à plus long terme. Enfin, la dernière section de ce chapitre présente les études réalisées sur l'émission de Sgr A* dans le contexte de l'activité des trous noirs supermassifs pris dans leur ensemble.

10.1 Sursauts quotidiens de Sagittarius A*

L'émission de Sgr A* connaît des sursauts quotidiens qui sont observés à la fois en rayons X et en infrarouge proche. Les paramètres temporels de ces variations laissent penser que les régions d'émission sont très proches de l'horizon des événements du trou noir, mais les processus radiatifs à l'œuvre lors de ces sursauts sont encore mal contraints.

10.1.1 Synthèse

Durant ma thèse, j'ai participé à une campagne d'observation multi-longueur d'onde visant à caractériser le spectre d'un sursaut de Sgr A*, simultanément en rayons X et en infrarouge, afin d'obtenir

la première contrainte permettant de discriminer les différents modèles radiatifs proposés. Les observations réalisées en mars 2012 n'ont malheureusement pas permis de détecter un événement brillant avec l'observatoire *XMM-Newton*. Les contraintes spectrales obtenues sont tout de même discutées mais l'objectif premier de la campagne n'a pas pu être atteint. Néanmoins, il s'agit de la première campagne d'observation utilisant des données de l'instrument VLT/NACO prises grâce à la technique de spectro-imagerie en bande large, en alternant les filtres H, K, L et M. La technique d'observation que nous avons mise au point et utilisée pendant la campagne fonctionne : elle a permis d'établir des contraintes quant à la couleur des sursauts observés. En raison de la faible intensité des événements détectés, les erreurs systématiques relatives à ces résultats sont importantes. Par conséquent, nous ne pouvons pour l'instant pas conclure fermement quant à la variabilité de l'indice spectral de Sgr A* en fonction du flux des sursauts observés pendant nos observations. Nous avons proposé une approche évaluant l'impact des erreurs systématiques en les modélisant par une potentielle contribution d'origine stellaire présente à la position de Sgr A*. Les premiers tests effectués pour déterminer la valeur de cette contribution semblent indiquer que la majorité du flux détecté en bande K lors des périodes de faible intensité n'est pas imputable à une source ponctuelle à la position de Sgr A* et elle doit donc être attribuée à un signal de fond. Si le résultat obtenu avec la correction préliminaire adoptée est confirmé, nous aurions ainsi détecté deux événements d'indices spectraux différents. Ce résultat serait en contradiction avec les conclusions de l'étude similaire réalisée avec le Keck (Hornstein et al., 2007) mais il permettrait de concilier les spectres relativement mous généralement mesurés pour les sursauts les plus faibles avec la valeur seuil de l'indice spectral déterminée pour les événements brillants. Cette caractéristique pourra également être utile pour la détermination de l'origine physique de ces événements.

La technique d'observation établie pour la campagne d'observation de mars 2012 pourra être réutilisée lors de futures campagnes d'observation multi-longueur d'onde (dans l'hypothèse probable où l'instrument NACO sera remis au foyer d'un des télescopes du VLT) avec l'espoir d'observer des sursauts plus brillants que ceux étudiés durant cette thèse. Une telle mesure pourra fournir la contrainte permettant d'établir de manière univoque les processus radiatifs à l'œuvre lors des sursauts d'activité de Sgr A*.

10.1.2 Perspectives du domaine

L'interféromètre GRAVITY, utilisant simultanément les quatre télescopes du VLT, devrait être opérationnel d'ici 2016. La résolution et la sensibilité exceptionnelle de cet instrument devraient permettre de contraindre précisément la position de la région responsable des variations de l'émission de Sgr A*. Cette mesure pourra, entre autres, permettre d'identifier les phénomènes physiques à l'origine de ces événements. Les données de cet instrument devraient également permettre de détecter et d'identifier les étoiles très proches de l'objet central et donc de conclure quant à la contamination stellaire effectivement présente dans les données obtenues avec l'instrument VLT/NACO. Une telle mesure permettra de conclure fermement quant à la variabilité de l'indice spectral de Sgr A* dans le domaine infrarouge.

Les observations de plusieurs sursauts avec l'observatoire *NuSTAR* ont déjà permis d'étendre les contraintes spectrales au domaine des X durs et s'avèrent pour l'instant compatibles avec les différents modèles radiatifs déjà proposés. Les observatoires *ASTRO-H* et *Athena*, dont les lancements respectifs sont prévus en 2015 et horizon 2028, devraient également permettre de poursuivre l'étude des sursauts de Sgr A* avec une meilleure sensibilité, et donc potentiellement de détecter des sursauts de plus faible intensité en rayons X.

Un objet s'apparentant à un nuage de gaz de quelques masses terrestres a récemment été détecté à proximité de Sgr A^{*} (Gillessen et al., 2012). Cet objet, nommé G2, est actuellement proche du péricentre de son orbite, à seulement 3100 R_S du trou noir, et les forces gravitationnelles résultantes pourraient en partie le détruire et induire un changement d'activité prolongé du trou noir (qui n'a pour l'instant pas été observé). Je suis impliquée dans les campagnes d'observation visant à surveiller l'évolution de l'activité de Sgr A^{*}.

10.2 Etude de l'activité passée de Sagittarius A^{*}

Ainsi que l'ont confirmé les travaux réalisés pendant cette thèse, Sgr A^{*} a connu un niveau d'émission plus élevé par le passé, mais les caractéristiques précises des événements correspondants ne sont pas faciles à déterminer. En effet, ces dernières dépendent fortement de la distribution de matière dans les régions centrales de la Galaxie et celle-ci est encore mal connue.

10.2.1 Synthèse

Durant ma thèse, j'ai participé à l'effort de caractérisation de l'activité passée de Sgr A^{*} en utilisant les observatoires *X*, *Chandra* et *XMM-Newton*. Afin de s'affranchir au maximum des inconnues relatives aux paramètres des nuages reflétant les événements passés de Sgr A^{*}, nous avons choisi d'utiliser la simultanéité des variations dans plusieurs régions de la zone moléculaire centrale afin d'estimer le nombre minimal d'événements nécessaires pour expliquer l'émission actuelle de cette région et proposer des positions relatives pour les différents nuages le long de la ligne de visée. A cette fin, nous avons mis en place une méthode d'analyse systématique permettant d'extraire, dans l'ensemble des données, les informations statistiques relatives au signal de réflexion et à sa variation, tout en limitant le plus possible les biais de sélection.

En utilisant la haute résolution angulaire de l'Observatoire *Chandra*, nous avons observé pour la première fois des variations courtes et fortes de l'émission X en provenance de plusieurs nuages à l'intérieur du complexe Sgr A, avec en particulier la première détection d'un signal croissant puis décroissant dans certaines régions du complexe. Cette mesure nous a permis de mettre, pour la première fois, une limite supérieure forte sur la durée d'un événement à l'origine de l'illumination. De plus, grâce à l'analyse systématique des variations, nous avons identifié deux comportements temporels différents dans le complexe Sgr A. En combinant toutes les informations disponibles, nous avons conclu que cette différence de comportement était forcément liée à deux événements différents, d'intensité semblable mais de durées différentes, environ 2 et 10 ans. Ceci constitue la première preuve que les échos observés de l'activité passée de Sgr A^{*} s'apparentent davantage à la trace d'événements catastrophiques rapides qu'à une transition progressive entre un état actif et la faible luminosité actuelle.

La généralisation de cette étude à l'ensemble de la zone moléculaire centrale a permis de détecter de nouvelles régions variant significativement. Nous avons étudié la région des Arches, dans laquelle nous avons démontré qu'il existait une variation du signal de la raie de fluorescence à 6.4 keV et de l'émission continue associée. Cette découverte exclut que les rayons cosmiques de faible énergie soient à l'origine du signal détecté dans ce nuage particulier, qui était l'un des derniers où cette hypothèse était encore privilégiée. Les résultats préliminaires montrent que les variations nouvellement détectées dans l'ensemble de la zone moléculaire centrale peuvent être incluses dans un scénario

d'illumination constitué des deux événements que nous avons proposés pour expliquer les variations du complexe Sgr A.

Afin de valider les scénarios d'illumination de la zone moléculaire centrale par l'activité passée de Sgr A*, j'ai également réalisé une étude détaillée estimant la contribution des sources pouvant être envisagées comme alternatives à Sgr A*, en particulier celles des binaires X et des magnétars. Nous en avons conclu que, étant donnés les niveaux d'intensité et les spectres connus pour ces objets, leur contribution aux variations détectées est forcément mineure. Ceci valide l'hypothèse d'une illumination par l'activité passée de Sgr A*. Le scénario proposé pour l'activité correspondante a été testé et validé par un modèle simple que j'ai développé durant ma thèse ; ce modèle permet de reproduire les courbes de lumière théoriques créées par un événement donné illuminant une distribution de matière préalablement fixée. Les observations à petite échelle et l'interprétation que nous en avons faites présentent les limites de l'hypothèse d'un nuage sphérique entièrement illuminé qui est généralement proposée pour estimer les paramètres de l'événement à l'origine du rayonnement. Nous démontrons ainsi l'intérêt d'un modèle dynamique pour rendre compte de l'illumination de la zone moléculaire centrale. Les incertitudes relatives à la distribution de matière et à la couverture temporelle disponible pour étudier les variations de l'émission réfléchie sont les deux freins principaux à la détermination précise des paramètres relatifs aux deux événements identifiés.

10.2.2 Travaux en cours et perspectives du domaine

Seul un suivi régulier des variations de l'émission de la zone moléculaire centrale peut permettre de contraindre la durée des événements individuels, de valider les corrélations entre les différentes courbes de lumière et d'estimer l'intervalle de temps entre deux événements successifs. Par ailleurs, un tel suivi permettrait également d'utiliser les événements passés de Sgr A*, notamment les plus courts, pour réaliser une véritable tomographie de la matière présente dans la zone moléculaire centrale, et ainsi obtenir des informations cruciales relatives à la densité et à la position des différentes structures le long de la ligne de visée. C'est pourquoi notre groupe a proposé et obtenu de nouveaux programmes d'observation, dont une observation *Chandra* du complexe Sgr C visant à préciser la morphologie de l'émission et à mesurer la contribution des rayons cosmiques de faible énergie dans l'illumination de cette région spécifique (100 ks observées en août 2014, PI : S. Soldi). J'ai également obtenu un programme d'observation de la région du complexe Sgr A pour un total de 480 ks d'observation *Chandra* réparties sur trois années consécutives à partir de 2015. Ce programme d'observation doit permettre de suivre la propagation de l'écho des deux événements identifiés à l'intérieur de la zone moléculaire centrale. A plus long terme, les futurs observatoires X, *ASTRO-H* et *Athena*, permettront de poursuivre la caractérisation des échos se propageant dans la zone moléculaire centrale, en bénéficiant d'une meilleure résolution spectrale, d'une bande d'énergie plus large et d'une plus grande sensibilité, même si la résolution angulaire n'égale pas celle de l'observatoire *Chandra*.

Une meilleure caractérisation spectrale sur une bande d'énergie plus large peut permettre d'affiner les diagnostics. En effet, le rayonnement aux énergies correspondant à la raie de fluorescence Fe K α est soumis à des phénomènes d'absorption alors que l'émission à plus haute énergie en est affranchie. Ainsi, l'émission au-delà de 10 keV est directement proportionnelle au rayonnement incident ; elle permet donc d'estimer plus facilement à la fois le spectre et la luminosité de la source à l'origine des phénomènes de réflexion. Nous avons donc débuté une collaboration avec l'équipe en charge de l'observatoire *NuSTAR* afin de combiner les spectres obtenus avec cet instrument en 2012 et ceux extraits du relevé *XMM-Newton* réalisé la même année. Cette étude devrait permettre d'établir un certain nombre de contraintes sur l'émission de haute énergie des principaux nuages des régions centrales de

la Galaxie, et de confirmer (ou non) le spectre dur mesuré avec *INTEGRAL* dans le complexe Sgr B. Le futur observatoire *ASTRO-H* possédera un bras de levier en énergie plus important qui permettra de poursuivre ces analyses en utilisant un instrument unique. Par ailleurs, cet observatoire et l'observatoire *Athena* posséderont également des instruments ayant une résolution spectrale permettant de distinguer les raies $K\alpha$ des raies satellites et de la bosse Compton liées aux processus de diffusions multiples. Ces structures peuvent apporter des informations relatives à la géométrie et à la densité des structures moléculaires considérées. Dans cette perspective, je participe au développement d'un modèle numérique utilisant des simulations Monte Carlo permettant de mieux contraindre les paramètres des nuages et de l'émission incidente, en caractérisant toutes les composantes du spectre de réflexion, et en prenant en compte les diffusions multiples. Enfin, l'instrument SGD (Soft Gamma-ray Detector) de l'observatoire *ASTRO-H* pourra mesurer la polarisation de l'émission de haute énergie (au-delà de 50 keV) même si la sensibilité de cet instrument n'est pas encore clairement établie ; dans la mesure où le niveau de polarisation du rayonnement réfléchi dépend de l'angle de diffusion (Sunyaev & Churazov, 1996), cet instrument pourrait apporter des informations cruciales concernant la géométrie de la zone moléculaire centrale (Marin et al., 2014).

Comme spécifié tout au long de cette thèse, la distribution de matière n'est pas assez bien connue pour permettre d'identifier clairement un scénario d'illumination unique. Il manque une information essentielle : la position des nuages individuels le long de la ligne de visée. Ce paramètre est pour l'instant hors de portée mais il est possible d'apporter des contraintes supplémentaires à celles actuellement disponibles. En effet, des données radio d'une résolution angulaire permettant de pouvoir comparer directement la structure fine de l'émission en rayons X à la distribution de matière visible dans le plan du ciel peut permettre non seulement de préciser les contraintes de densité des structures fines de la matière mais également d'envisager une reconstruction précise de la distribution 3D des nuages au centre de la Galaxie, en utilisant la propagation des rayons X comme marqueur temporel. Ainsi, j'ai obtenu dix heures d'observation avec le télescope CARMA afin de mieux contraindre la distribution de matière dans le nuage du Bridge (observations réalisées durant l'année 2013–2014, en cours d'analyse). Ces informations pourront à terme être complétées à l'aide d'observations similaires ciblées sur les principales structures de la zone moléculaire centrale, en utilisant CARMA ou ALMA.

L'étude de la réflexion du signal dans les régions centrales de la Galaxie peut en théorie permettre de reconstruire l'activité passée de Sgr A* pendant le dernier millénaire. Cette étude peut être accompagnée d'une caractérisation d'autres traces pouvant résulter d'un niveau d'activité plus élevé. Il peut s'agir des lobes détectés en rayons X de part et d'autre de Sgr A* (Markoff, 2010), du gaz ionisé identifié au sud Galactique dans la direction d'un possible jet en provenance de Sgr A* (Nakashima et al., 2013), de l'ionisation du gaz présent dans le courant magellanique (Bland-Hawthorn et al., 2013), ou encore des immenses bulles Fermi observées dans le domaine d'énergie du GeV et qui s'étendent environ 10 kpc au-dessus et en dessous du centre Galactique (Su et al., 2010). Ces dernières pourraient en effet être le vestige d'une activité de type AGN, pendant laquelle Sgr A* aurait injecté assez d'énergie au centre de la Galaxie pour créer ces structures au cours des derniers dix millions d'années, même si ce n'est pas la seule explication envisagée.

10.3 Activité des trous noirs supermassifs

Sgr A* est l'un des trous noirs supermassifs connus les moins lumineux mais son activité actuelle est probablement représentative de celle d'un grand nombre d'objets. Un événement similaire aux

sursauts quotidiens de Sgr A* a ainsi été détecté dans la direction de M31*, le trou noir supermassif au centre de la galaxie la plus proche, la galaxie d'Andromède (Li et al., 2011). En raison de la distance nous séparant de cet objet, nous ne pouvons détecter que les variations de luminosité les plus intenses qui s'avèrent également être les plus rares. De plus, le faible signal nous parvenant ne permet pas de conduire des études spectrales détaillées telles que celle entreprise durant cette thèse sur les événements de Sgr A*. La meilleure sensibilité de l'observatoire *Athena* permettra de détecter des événements relativement plus faibles mais sa résolution angulaire ne permettra pas de distinguer les sursauts de la source centrale de l'éruption des sources alentour, à part s'il s'agit d'un événement majeur. Par conséquent, l'activité actuelle des noyaux de galaxie extrêmement peu lumineux nous est majoritairement inaccessible. Sgr A* est ainsi le seul spécimen pour lequel les processus d'accrétion à l'œuvre aux abords de ces objets peuvent être étudiés. Malgré les difficultés inhérentes à l'observation de ces phénomènes aléatoires et faiblement lumineux, il est donc crucial de poursuivre l'étude des sursauts quotidiens de Sgr A*, puisque ces événements constituent l'un des rares moyens de contraindre les phénomènes radiatifs produits par les flots d'accrétion aux abords des trous noirs supermassifs dans un état faiblement lumineux.

Sgr A* n'a pas toujours été aussi peu actif. En effet, en étudiant les échos à l'intérieur de la zone moléculaire centrale, nous avons prouvé l'existence de deux événements passés courts d'une luminosité au moins six ordres de grandeur au-dessus de la luminosité actuelle du trou noir. Ces événements transitoires sont très probablement liés à des événements catastrophiques s'étant produits au cours des derniers siècles. Des variations intenses et brutales s'apparentant aux événements détectés ont par ailleurs été observés dans certains trous noirs supermassifs faiblement actifs et ont été interprétés comme des captures d'étoiles (par exemple, Bloom et al., 2011; Saxton et al., 2012). Ces événements ne sont donc pas spécifiques à notre Galaxie, mais Sgr A* est le seul trou noir supermassif pour lequel nous pouvons estimer la fréquence et la diversité de ces événements sur des durées relativement longues, environ mille ans, en étudiant la propagation du signal émis dans les régions internes de la Galaxie. En effet, nous avons tenté d'effectuer une analyse similaire dans les galaxies proches (Andromède et M81) mais en raison de la distance de ces galaxies, il est uniquement possible d'établir une moyenne de l'activité passée sur des échelles longues (supérieures à mille ans). Ces études ont donc permis de conclure qu'une phase d'activité de type AGN dans chacun de ces deux noyaux de galaxie était peu probable durant les 70 000 dernières années. En revanche, elles ne permettent pas d'affirmer ou d'infirmer la présence d'événements à la fois courts et intenses. Par conséquent, étudier l'activité passée de Sgr A* est fondamental non seulement pour comprendre les interactions de cet objet avec son environnement proche mais également pour contraindre le cycle d'activité des trous noirs supermassifs en général. Les contraintes concernant la fréquence et la luminosité des événements majeurs établies pour notre Galaxie pourraient ensuite être comparées au nombre d'événements effectivement détectés dans l'Univers local, en utilisant par exemple le relevé du ciel en rayons X qui sera réalisé par l'instrument eROSITA à partir de 2017. Ces données, accompagnées du nombre de galaxies observées, devraient en effet permettre d'obtenir une estimation statistique du cycle d'activité moyen des trous noirs supermassifs dans l'Univers proche. Ces études permettront de relier l'activité du trou noir au centre de la Galaxie à l'ensemble des noyaux de galaxie actifs et faiblement actifs détectés dans l'Univers.

ANNEXES

ANNEXE A

Unités et constantes utiles

Unités et facteur de conversion

Vitesse de la lumière	$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1} = 0.307 \text{ pc an}^{-1}$
Seconde d'arc	$1 \text{ arcsec} = 1'' = 4.85 \times 10^{-6} \text{ rad}$
Unité Astronomique	$1 \text{ UA} = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$
Année lumière	$1 \text{ ly} = 9.46 \times 10^{17} \text{ cm}$
Parsec	$1 \text{ pc} = 3.09 \times 10^{18} \text{ cm} = 3.26 \text{ ly}$
Electron volt	$1 \text{ eV} = 1.60 \times 10^{-12} \text{ erg} = 1.16 \times 10^4 \text{ K}$
Erg	$1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$
Jansky	$1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$
Dimension et dimension apparente à 8 kpc	$1 \text{ arcsec} \hat{=} 0.04 \text{ pc}$

Constantes fondamentales

Vitesse de la lumière dans le vide	$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Constante gravitationnelle	$G = 6.674 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Charge de l'électron	$e = -1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
Rayon de l'électron	$r_e = 2.817 \times 10^{-15} \text{ m}$
Masse de l'électron	$m_e = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masse du proton	$m_p = 1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Constante de Planck	$h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Perméabilité du vide	$\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$
Section efficace Thomson	$\sigma_T = 6.653 \times 10^{-29} \text{ m}^2$

Constantes Astrophysiques

Masse solaire	$M_{\odot} = 1.988 \times 10^{30} \text{ kg}$
Masse terrestre	$M_{\oplus} = 5.972 \times 10^{24} \text{ kg}$
Distance au centre de la Galaxie	$D \sim 8 \text{ kpc}$
Masse de Sgr A*	$M_{\text{Sgr A}^*} \sim 4.3 \times 10^6 M_{\odot}$
Rayon de Schwarzschild de Sgr A*	$R_{\text{S Sgr A}^*} \sim 1.2 \times 10^7 \text{ km} = 0.08 \text{ UA}$
Rayon de Bondi de Sgr A*	$R_{\text{B Sgr A}^*} \sim 10^5 R_{\text{S Sgr A}^*} = 0.05 \text{ pc}$
Luminosité d'Eddington de Sgr A*	$L_{\text{Edd Sgr A}^*} \sim 5.6 \times 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$

ANNEXE B

Coordonnées des régions étudiées

L'étude de l'émission diffuse de la zone moléculaire centrale, présentée aux Chapitres 7 et 8, repose sur la mesure de l'intensité de la raie du fer dans différentes structures. Les coordonnées et la taille des régions utilisées sont indiquées dans les quatre tables de cette annexe. Il s'agit des régions identifiant les nuages brillants du complexe Sgr A dans les cartes *Chandra* (cf. Table B.1 et Figure 7.1), les régions similaires préalablement définies par Ponti et al. (2010) à partir des données *XMM-Newton* (cf. Table B.2 et Figure 7.3), les sous-régions permettant d'identifier les variations du signal à l'intérieur des nuages du complexe Sgr A (cf. Table B.3 et Figures 7.9, 7.10 et 7.12) et des régions utilisées pour l'analyse spécifique du nuage des Arches (cf. Table B.4 et Figure 8.3).

TABLE B.1 – Régions elliptiques traçant les nuages brillants du complexe Sgr A.

Région	l [°]	b [°]	Axes ["]	Angle [°]
MC1	0.022	-0.052	84.7, 42.1	0
MC2	0.031	-0.077	64.6, 39.9	30
Br1	0.64	-0.076	47.0, 87.2	55
Br2	0.106	-0.083	45.7, 29.8	30
G0.11-0.11	0.112	-0.108	96.9, 176.1	0

TABLE B.2 – Régions elliptiques du complexe Sgr A définies par Ponti et al. (2010).

Région	l [°]	b [°]	Axes ["]	Angle [°]
MC1	0.021	-0.052	64.0, 38.0	148.6
MC2	0.036	-0.081	56.0, 37.0	88.6
Bridge	0.080	-0.078	131.0, 74.0	6.0
B1	0.050	-0.077	18.0, 45.0	0.0
B2	0.058	-0.078	17.0, 49.0	0.0
B3	0.071	-0.070	29.3, 39.0	2.6
B4	0.089	-0.069	34.3, 36.0	2.6
B5	0.101	-0.084	53.3, 36.3	113.6
B6	0.085	-0.088	27.5, 34.9	2.6
B7	0.070	-0.088	27.5, 34.9	2.6
G0.11-0.11g	0.128	-0.110	55.0, 152.5	0.0
G0.11-0.11d	0.107	-0.122	106.8, 59.6	70.0
20km/s	359.871	-0.089	166.2, 142.1	330.0
50km/s	359.978	-0.071	140.0, 100.0	330.0

Une partie des courbes de lumière présentées au Chapitre 7 sont issues de l'analyse systématique de l'émission diffuse dans la bande 4–8 keV détectée par *Chandra*. Cette étude systématique des variations du complexe Sgr A couvre une région de 40×32 pixels de surface 15×15 arcsec² et est centrée en $(l, b) = (0.063^\circ, -0.092^\circ)$. Ce découpage est illustré sur les Figures 7.14 et 7.15.

TABLE B.3 – Régions rectangulaires découpant l'émission du complexe Sgr A.

Région	l [°]	b [°]	Axes ["]	Angle [°]
Br1a	0.050	−0.081	26, 61	0
Br1b	0.058	−0.078	26, 61	0
Br1c	0.065	−0.071	26, 61	0
Br1d	0.072	−0.071	26, 61	0
Br1e	0.079	−0.071	26, 61	0
Br2f	0.107	−0.084	26, 61	0
Br2 filament	0.107	−0.082	5, 25	6.9
MC1a	0.006	−0.051	26, 61	0
MC1b	0.013	−0.051	26, 61	0
MC1c	0.020	−0.051	26, 61	0
MC1d	0.027	−0.051	26, 61	0
MC1e	0.034	−0.051	26, 61	0
MC1f	0.042	−0.051	26, 61	0

TABLE B.4 – Régions elliptiques utilisées dans l'étude du nuage des Arches.

Région	l [°]	b [°]	Axes ["]	Angle [°]
Cloud	0.124	0.018	58.9, 25.1	125.4
Cluster (excl.)	0.123	0.019	16.0, 14.0	58.6
Test bkg	0.134	−0.031	100.8, 48.3	125.42
NuStar	0.122	0.019	50, 50	–

Une partie des courbes de lumière présentées au Chapitre 8 sont issues de l'analyse systématique de l'émission diffuse à 6.4 keV détectée par *XMM-Newton* à deux échelles différentes. Ces deux études des variations de la zone moléculaire centrale couvrent la même région de taille $3.13^\circ \times 1.05^\circ$, centrée en $(l, b) = (0.196^\circ, 0.048^\circ)$. La première est composée de 376×126 pixels de $30 \times 30 \text{ arcsec}^2$ et la seconde de 188×63 pixels de $60 \times 60 \text{ arcsec}^2$, comme illustré sur la Figure 8.8.

ANNEXE C

Publications et propositions de temps acceptées

C.1 Publications principales

Clavel, M., Terrier, R., Goldwurm, A., Morris, M. R., Ponti, G., Soldi, S. and Trap, G. 2013, *Echoes of multiple outbursts of Sagittarius A* revealed by Chandra*, A&A, 558, A32-A46 – « Highlights » de la revue A&A, « Research Highlights » de la revue Nature, objet d'une revue de presse publiée par le laboratoire APC et par le SAp/CEA-Saclay et d'une « Image release » publiée sur le site internet dédié à l'Observatoire *Chandra*, http://chandra.si.edu/photo/2013/sgra_echoes/

Clavel, M., Soldi, S., Terrier, R., Tatischeff, V., Maurin, G., Ponti, G., Goldwurm, A., and Decourchelle, A. 2014, *Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud*, MNRAS Letters, 443, L129-L133

C.2 Autres publications

Bower, G. C., Markoff, S., Brunthaler, A., Law, C., Falcke, H., Maitra, D., **Clavel, M.**, Goldwurm, A., Morris, M. R., Witzel, G., Meyer, L., and Ghez A. M. 2014, *The intrinsic two-dimensional size of Sagittarius A**, ApJ, 790, 1B-10B

Ponti, G., Bianchi, S., Muñoz-Darias, T., DeMarco, B., Dwelly, T., Fender, R. P., Nandra, K., Rea, N., Mori, K., Haggard, D., Heinke, C. O., Degenaar, N., Aramaki, T., **Clavel, M.**, Goldwurm, A., Hailey, C. J., Israel, G. L., Morris, M. R., Rushton, A. and Terrier, R. 2015, *On the Fe K absorption – accretion state connection in the Galactic center neutron star X-ray binary AX J1745.6-2901*, MNRAS, 446, 1536-1550

Ponti, G., Morris, M. R., Terrier, R., Haberl, F., Sturm, R., **Clavel, M.**, Soldi, S., Goldwurm, A., Predehl, P., Nandra, K., Bélanger, G., Warwick, R. and Tatischeff, V. 2015, *The XMM-Newton view of the central degrees of the Milky Way*, MNRAS, soumis

Dwelly, T., Ponti, G., Haberl, F. and **Clavel, M.** 2013, *Swift XRT spectrum of transient X-ray source at Sgr A*'s position*, ATel, 5011

C.3 Actes de conférence

Clavel, M., Terrier, R., Goldwurm, A., Morris, M., Ponti, G., Soldi, S. and Trap, G. 2012, *Chandra observations of the X-ray emission from Molecular Clouds at the Galactic Center related to Sgr A* past activity*, PoS, INTEGRAL2012, 106-110

Clavel, M., Terrier, R., Goldwurm, A., Morris, M. R., Ponti, G., Soldi, S. and Trap, G. 2014, *The reflection of two past outbursts of Sagittarius A* observed by Chandra during the last decade*, Proc. of the IAU, Symposium S303, 344C-348C

Ponti, G., Morris, M. R., **Clavel, M.**, Terrier, R., Goldwurm, A., Soldi, S., Sturm, R., Harberl, F. and Nandra, K. 2014, *On the past activity of Sgr A**, Proc. of the IAU, Symposium S303, 333P-343P

Soldi, S., **Clavel, M.**, Goldwurm, A., Morris, M. R., Ponti, G., Terrier, R. and Trap, G. 2014, *An X-ray survey of the Central Molecular Zone : variability of the Fe K α emission line*, Proc. of the IAU, Symposium S303, 94S-95S

Soldi, S., **Clavel, M.**, Goldwurm, A., Ponti, G., Terrier, R., Trap, G., Greiner, J., Prinz, T., Rau, A. and Servillat, M. 2014, *A new Very Faint X-ray Transient in the Galactic centre*, Proc. of the IAU, Symposium S303, 126S-127S

Clavel, M., Soldi, S., Terrier, R., Goldwurm, A., Morris, M. R. and Ponti, G. 2014, *Modeling the propagation of Sagittarius A*'s past events*, SF2A-2014, 85-88

C.4 Propositions de temps acceptées

Clavel, M., Goldwurm, A., Morris, M. R., Ponti, G., Soldi, S. and Terrier, R. *Characterizing past outbursts from Sgr A**, Cycles 16, 17 & 18. 480 ks d'observations *Chandra* réparties sur trois ans, de 2015 à 2017, obtenues pour suivre les échos des éruptions passées de Sgr A* dans les nuages moléculaires proches du trou noir. Ces observations devraient permettre d'étendre significativement l'étude que j'ai menée pendant ma thèse et d'apporter des contraintes fortes sur les propriétés des événements correspondants.

Clavel, M., Goldwurm, A., Lang, C., Morris, M. R., Ponti, G., Soldi, S., Terrier, R., and Trap, G., *High resolution mapping of two Galactic center molecular clouds to reconstruct Sgr A* past activity*, 2013b. 10 heures d'observation CARMA à 3 mm en configurations C et D afin de contraindre la structure fine d'un des nuages moléculaires reflétant l'activité passée de Sgr A*.

Echoes of multiple outbursts of Sagittarius A[★] revealed by *Chandra*

M. Clavel^{1,2}, R. Terrier¹, A. Goldwurm^{1,2}, M. R. Morris³, G. Ponti⁴, S. Soldi¹, and G. Trap^{5,1,2}

¹ AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/DSM, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

e-mail: maica.clavel@apc.univ-paris7.fr

² Service d'Astrophysique/IRFU/DSM, CEA Saclay, Bât. 709, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

³ Department of Physics & Astronomy, University of California, Los Angeles, CA 90095-1547, USA

⁴ Max-Planck Institute for Extraterrestrial Physics, Garching, PSF 1312, 85741 Garching, Germany

⁵ Unité de physique, Palais de la découverte – Universcience, 75008 Paris, France

Received 8 April 2013 / Accepted 12 July 2013

ABSTRACT

Context. The relatively rapid spatial and temporal variability of the X-ray radiation from some molecular clouds near the Galactic center shows that this emission component is due to the reflection of X-rays generated by a source that was luminous in the past, most likely the central supermassive black hole, Sagittarius A[★].

Aims. Studying the evolution of the molecular cloud reflection features is therefore a key element in reconstructing Sgr A[★]'s past activity. The aim of the present work is to study this emission on small angular scales in order to characterize the source outburst on short time scales.

Methods. We use *Chandra* high-resolution data collected from 1999 to 2011 to study the most rapid variations detected so far, those of clouds between 5' and 20' from Sgr A[★] toward positive longitudes. Our systematic spectral-imaging analysis of the reflection emission, notably of the Fe K α line at 6.4 keV and its associated 4–8 keV continuum, allows us to characterize the variations down to a 15'' angular scale and a 1-year time scale.

Results. We reveal for the first time abrupt variations of only a few years and, in particular, a short peaked emission, with a factor of 10 increase followed by a comparable decrease, which propagates along the dense filaments of one cloud. This 2-year peaked feature contrasts with the slower 10-year linear variations we reveal in all the other molecular structures of the region. Based on column density constraints, we argue that these two different behaviors are unlikely to be due to the same illuminating event.

Conclusions. The variations likely stem from a highly variable active phase of Sgr A[★] which occurred sometime within the past few hundred years, and is characterized by at least two luminous outbursts with typical time scales of a few years and during which the Sgr A[★] luminosity went up to at least 10^{39} erg s⁻¹.

Key words. Galaxy: center – X-rays: ISM – ISM: clouds

1. Introduction

Sgr A[★] is the supermassive black hole located in the center of the Galaxy, at a distance of about 8 kpc. Its estimated mass is $4 \times 10^6 M_{\odot}$ (Ghez et al. 2008; Gillessen et al. 2009), and despite the presence of gaseous features and stellar winds in the near environment surrounding the black hole, its quiescent X-ray luminosity is only about 10^{33-34} erg s⁻¹ (Baganoff et al. 2003). This has motivated the development of several theoretical models based on radiatively inefficient accretion flows (Melia & Falcke 2001). The intensity of Sgr A[★] is also known to vary, showing rapid flares during which its luminosity has been observed to increase by a factor up to 160 (Nowak et al. 2012, and references therein). Nevertheless, the current activity of Sgr A[★] remains at least eight orders of magnitude lower than its Eddington luminosity, making this specimen one of the least luminous known supermassive black holes. The recent detection of a dense gas cloud falling toward the accretion zone of Sgr A[★] (Gillessen et al. 2012, 2013) provides evidence that the accretion rate onto Sgr A[★] may vary, and since active galactic nuclei (AGN) have a short duty cycle ($\sim 10^{-2}$, Greene & Ho 2007), Sgr A[★] is compatible with being a low-luminosity AGN in a temporary low state.

Furthermore, there are strong hints that Sgr A[★] has experienced a higher level of activity in the past (see Ponti et al. 2013, for a review). The large Fermi bubbles observed in the GeV energy range and extending 10 kpc above and below the Galactic center (Su et al. 2010) could be the vestiges of such past activity. Indeed, even if it is not the only possible explanation, a past accretion event onto Sgr A[★] could have injected enough energy into the Galactic center to create such structures in the past ten million years. On shorter time scales, the recent history of Sgr A[★] can be reconstructed from the nonthermal emission emanating from the molecular clouds at the Galactic center (Sunyaev et al. 1993; Koyama et al. 1996; Murakami et al. 2000; Revnivtsev et al. 2004; Munro et al. 2007; Inui et al. 2009; Ponti et al. 2010, 2013; Terrier et al. 2010; Capelli et al. 2011, 2012; Nobukawa et al. 2011; Ryu et al. 2013).

The Galactic central molecular zone (CMZ, Morris & Serabyn 1996), which is composed of massive molecular clouds in the inner core of the Galaxy, displays strong and diffuse X-ray emission. Between 2 and 10 keV, this complex emission is at least composed of a uniformly distributed soft component described as a low-temperature plasma, a less uniform but centrally peaked 6.7 keV line modeled by a hot plasma and clumpy

6.4 keV iron line emission correlated with molecular structures (Park et al. 2004; Nobukawa et al. 2010). The presence of the X-ray fluorescent line of neutral iron was predicted by Sunyaev et al. (1993) and first detected by Koyama et al. (1996). The strong variability of the 6.4 keV emission, detected in both Sgr B2 (Inui et al. 2009; Terrier et al. 2010) and the Sgr A region (Ponti et al. 2010; Capelli et al. 2012), proves that an important fraction of the diffuse nonthermal emission is due to reflection. This reflected emission is created by Compton scattering and K-shell photo-ionization of neutral iron atoms produced by an intense X-ray radiation such as could have originated as a past large outburst of Sgr A* (Sunyaev et al. 1993; Koyama et al. 1996; Sunyaev & Churazov 1998). Nevertheless, the attribution of a specific emission feature to this physical process is not trivial since it can also be produced by the interaction of energetic charged particles, either fast electrons (Yusef-Zadeh et al. 2002), subrelativistic protons (Dogiel et al. 2009), or nuclei (Tatischeff et al. 2012), with molecular clouds.

Using *XMM-Newton* data from 2000 to 2009, Ponti et al. (2010) presented a characterization of Sgr A illumination variations with the first detection of superluminal apparent propagation in the collection of molecular clouds located between Sgr A* and the Radio Arc. Since molecular cloud properties and positions along the line of sight are poorly constrained in this region, conclusions about the past activity of Sgr A* are not straightforward. In particular, molecular clouds at different projected distances do not necessarily imply different flares from Sgr A*. Ponti et al. (2010) showed that the data available up to 2009 was still consistent with just one single long illuminating event fading about 100 years ago. According to this scenario, the luminosity of Sgr A* might have been around 10^{39} erg s⁻¹ for a few centuries. The lightcurve of Sgr A*'s past luminosity could also be more complex, as suggested by an alternative geometry derived by Capelli et al. (2012) for the Sgr A region. Using Suzaku data on Sgr B and Sgr C, Ryu et al. (2013) also reported a flux variability of Sgr A* during the past few centuries and interpreted it as multiple flares superposed upon a long-term high-state activity of Sgr A*.

Sgr A*'s past higher level of activity seems manifest but the precise structure of this activity is less clear. The main focus of this work is to study both the variable emission in the Fe K α and in the continuum (4–8 keV) in the key region located between Sgr A* and the Radio Arc (hereafter the Sgr A complex), where the strongest variations have been detected. In particular, we take advantage of *Chandra* high-spatial resolution in order to highlight the fine structure in the variable illumination.

Section 2 presents the observations and the data reduction. The analyses of the variations are then divided into three sections according to the scale and the energy range used. Section 3 describes a 6.4 keV map of the Sgr A complex and a three-period RGB map in order to localize the nonthermal emission and to provide the overall picture of its variations. Section 4 presents the Fe K α emission variations of two clouds having very different time behaviors. Section 5 presents a systematic 4–8 keV analysis of the small-scale variations over a large part of the Sgr A complex. It gives the spatial distribution of the two different time behaviors represented in the complex. In Sect. 6, the possible origins of the different observed time behaviors are discussed and interpreted in terms of two past outbursts of Sgr A*. The conclusions are summarized in Sect. 7.

2. Observations and data reduction

In order to follow the interstellar echo of the past activity of Sgr A*, we were granted a specific 160 ks observation run with

Chandra in July 2011. Our analysis is focused on the ten arcmin squared region centered on $(l, b) = (0.06^\circ, -0.10^\circ)$. To understand the pattern of its variations we also use all available *Chandra* data of this region from 1999 to 2010, restricting our analysis to the ACIS-I data in order to avoid background and off centered point spread function issues. All observations used in this work are detailed in Table 1. Since a large exposure time is needed to perform a precise analysis, we group the different pointings according to the observation year. Most of the selected observations are pointed toward Sgr A* and, due to *Chandra* field of view and to the different observation strategies, the eastern part of the region is not uniformly covered.

We use the latest version of the data available in the *Chandra* archive as of July 1st 2012, which includes up-to-date astrometry and energy calibration. The data reduction is then performed using *Chandra* software CIAO version 4.4¹.

2.1. Flux mosaics

Bad pixels are removed using the CIAO *ardlib* routine and *bpix1.fits* file provided with the data. Using the *celldetect* routine, we detect point sources and exclude them to extract the observation lightcurve in order to detect particle background flares. We cut such time intervals by running twice the *deflare* routine, which removes events with count rate higher than twice the total mean count rate.

To estimate the background contribution, *Chandra* analysis software provides blank sky event files. We reproject them in order to match the observation astrometry using the *reproject_events* routine and the *asoll.fits* file provided with the data. In this work they are used as background event files. Instrumental lines and Galactic low-energy emission are not traced by this background estimator. Therefore, following Ponti et al. (2010), we restrict our analysis to the 4–8 keV energy range in order to have a relevant estimate of the background.

In the 4–8 keV range, the strongest signature of the high-energy reflection is the Fe K α fluorescent line at 6.4 keV (Nandra & George 1994). To visualize its variation we first build continuum-subtracted Fe K α flux maps. For each event file, counts with energy between 6.32 and 6.48 keV are integrated over time and the corresponding exposure map is created using the *merge_all* routine. The same procedure is applied to counts with energy in the 4–6.32 and 6.48–8 keV bands. Then, assuming the continuum spectral shape is described by a power-law of photon index $\Gamma = 2$, we rescale this continuum image (using a factor of 0.052) to obtain the contribution of the continuum emission underlying the Fe K α line. If several observations are grouped, signal, continuum and exposure maps are merged into their respective mosaics using the *reproject_image_grid* routine. Then, the final flux mosaic is obtained by dividing the signal mosaic by the corresponding exposure mosaic and subtracting the associated continuum flux.

2.2. Spectral analysis

In order to better constrain the Fe K α line variability we also study the spectral shape of the emission by fitting it with a simple model. In order to obtain the required statistics, this analysis is restricted to the following nine years: 2000, 2002, 2004, 2005, 2006, 2008, 2009, 2010 and 2011.

¹ See <http://cxc.harvard.edu/ciao/index.html> for more details.

Table 1. Chronological observation number, observation starting date, total observation time, cleaned exposure time, *Chandra* observation identification, satellite pointing in galactic coordinates (Sgr A* is at $(l, b) = (359.944^\circ, -0.046^\circ)$).

<i>N</i>	Date	Time (ks)	Exposure (ks)	Obs. ID	Pointing (<i>l</i> , <i>b</i>)
1	1999 Sep. 21	46.5	45.0	242	Sgr A*
2	2000 Jul. 07	49.4	46.8	945	(0.141, -0.097)
3	2000 Oct. 26	50.0	11.4	1561	Sgr A*
4	2001 Jul. 18	11.8	11.5	2273	(0.195, -0.195)
5	2001 Jul. 18	11.8	11.3	2276	(0.195, 0.000)
6	2001 Jul. 18	10.8	10.5	2282	(0.000, -0.195)
7	2001 Jul. 18	10.8	10.5	2284	(360.000, 0.000)
12	2002 May 22	38.5	29.7	2943	Sgr A*
8	2002 Feb. 19	12.5	12.4	2951	Sgr A*
9	2002 Mar. 23	12.0	11.4	2952	Sgr A*
10	2002 Apr. 19	11.9	10.2	2953	Sgr A*
11	2002 May 07	12.6	12.0	2954	Sgr A*
14	2002 May 25	168.9	160.7	3392	Sgr A*
15	2002 May 28	160.1	156.6	3393	Sgr A*
13	2002 May 24	38.5	33.9	3663	Sgr A*
16	2002 Jun. 03	91.1	89.3	3665	Sgr A*
17	2003 Jun. 19	25.1	24.7	3549	Sgr A*
18	2004 Jun. 09	99.8	97.0	4500	(0.122, 0.019)
19	2004 Jul. 05	50.1	49.3	4683	Sgr A*
20	2004 Jul. 06	50.1	49.0	4684	Sgr A*
21	2004 Aug. 28	5.2	4.9	5360	Sgr A*
23	2005 Jul. 24	49.4	48.3	5950	Sgr A*
24	2005 Jul. 27	46.4	44.6	5951	Sgr A*
25	2005 Jul. 29	46.3	44.3	5952	Sgr A*
26	2005 Jul. 30	46.0	35.9	5953	Sgr A*
27	2005 Aug. 01	18.3	16.7	5954	Sgr A*
22	2005 Feb. 27	4.9	4.6	6113	Sgr A*
32	2006 Jul. 17	30.2	29.3	6363	Sgr A*
28	2006 Apr. 11	4.6	2.5	6639	Sgr A*
29	2006 May 03	5.2	4.8	6640	Sgr A*
30	2006 Jun. 01	5.1	4.9	6641	Sgr A*
31	2006 Jul. 04	5.2	5.0	6642	Sgr A*
33	2006 Jul. 30	5.1	4.9	6643	Sgr A*
34	2006 Aug. 22	5.1	4.6	6644	Sgr A*
35	2006 Sep. 25	5.2	4.2	6645	Sgr A*
36	2006 Oct. 29	5.2	4.3	6646	Sgr A*
37	2007 Feb. 14	38.7	38.0	7048	(0.184, -0.199)
38	2007 Feb. 11	5.2	4.8	7554	Sgr A*
39	2007 Mar. 25	5.2	4.9	7555	Sgr A*
40	2007 May 17	5.0	4.8	7556	Sgr A*
41	2007 Jul. 20	5.1	4.7	7557	Sgr A*
42	2007 Sep. 02	5.0	4.7	7558	Sgr A*
43	2007 Oct. 26	5.1	4.9	7559	Sgr A*
44	2008 May 05	28.0	27.5	9169	Sgr A*
45	2008 May 06	27.2	26.4	9170	Sgr A*
46	2008 May 10	28.0	27.5	9171	Sgr A*
47	2008 May 11	27.8	27.3	9172	Sgr A*
49	2008 Jul. 26	28.1	27.4	9173	Sgr A*
48	2008 Jul. 25	29.2	28.0	9174	Sgr A*
50	2009 May 18	114.0	110.6	10 556	Sgr A*
51	2010 May 13	80.0	78.5	11 843	Sgr A*
53	2011 Jul. 21	59.3	56.1	12 949	(0.013, -0.088)
54	2011 Jul. 29	67.1	64.8	13 438	(0.013, -0.088)
52	2011 Jul. 19	31.9	30.6	13 508	(0.013, -0.088)

For each observation, we use the *specextract* routine to extract source and background spectra for extended regions and to build the associated weighted ancillary response file (ARF) and redistribution matrix file (RMF). Because most observations do not have sufficient counts to conduct a proper analysis on the

region we are interested in, we sum spectra per year and region using the *combine_spectra* routine. As the energy calibration depends on the position within a CCD, it varies from observation to observation, therefore the spectra summation slightly increases the Fe K α line width and prevents us from using this parameter

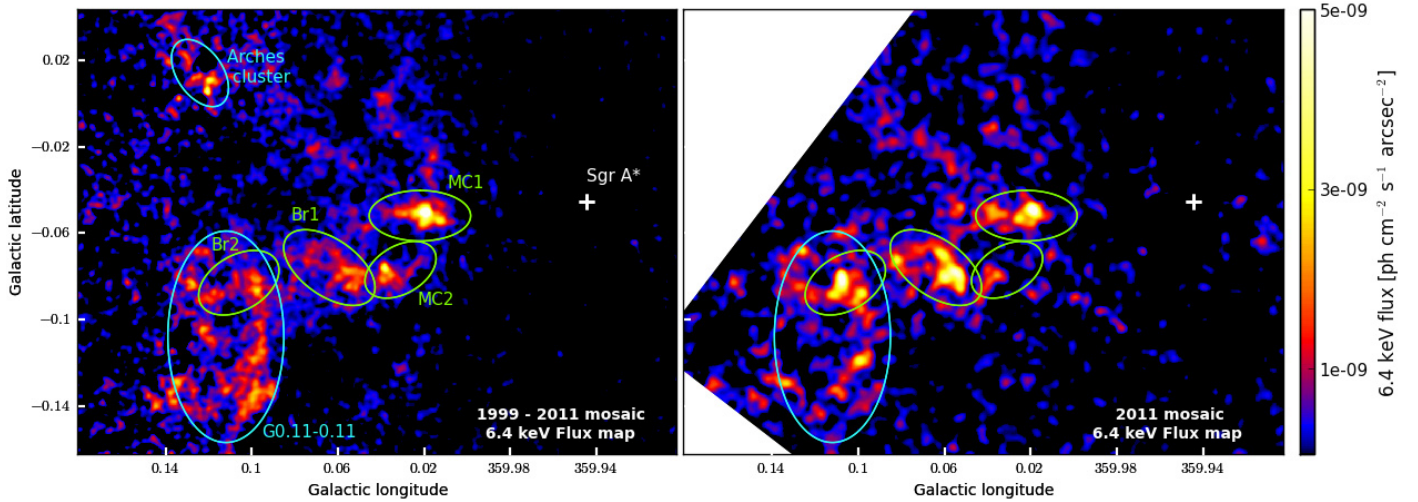


Fig. 1. *Chandra* continuum subtracted flux maps of the neutral Fe K emission line at 6.4 keV. (Left) 1999–2011 mosaic smoothed using a 4 arcsec gaussian kernel (only observation 3392 has been kept among 2002 observations to keep the time coverage as uniform as possible). The emission of the region is mainly distributed in five distinct features named MC1, MC2, Br1, Br2 and G0.11-0.11 but fainter structures are also visible. (Right) 2011 mosaic smoothed to 6 arcsec because of the lower statistics on this second map. MC1, Br1 and Br2 are very bright while the other two clouds are faint.

in the analysis. Lastly, to improve the performance of the spectral fit, spectrum counts are grouped with *group_counts* to have at least forty counts per bin.

We choose to restrict the spectral energy range to 4–7.1 keV because the reflection component contribution is larger in this range and the soft plasma (1 keV) contribution is reduced. The *Chandra* data statistics do not allow a full characterization of the spectra, but previous analysis of the region with both *XMM-Newton* (Ponti et al. 2010; Capelli et al. 2012) and *Suzaku* (Nobukawa et al. 2010) demonstrated that they are compatible with the superposition of a reflection spectrum and a thermal component. The simplest model fitting the derived spectra is therefore a Gaussian Fe K α emission line added to a power-law continuum and to a thermal emission characterized by a 6.5 keV temperature plasma (Koyama et al. 2007). The poor statistics and the energy range are limits to properly determine both the photon index and the column density parameters of the absorbed power-law, so we decided to use a simple power-law to model the continuum emission even if its index cannot be considered at face value. Therefore, we fit the data using the Xspec model: $\text{powerlaw} + \text{gauss} + \text{tbabs}$. For each region, the hot-plasma component is expected to be constant over the years whereas the reflection of high-energy emission induces the Fe K α line and the continuum emissions to vary in a correlated way. In order to reduce the number of free parameters, the hot-plasma temperature is fixed to 6.5 keV (Koyama et al. 2007) and the same normalization is used across the years for a given region. Moreover, the iron line width and position are assumed to be constant across all studied regions for a given year. Hence, we first fit these two parameters for each year on a large region spectrum, these values being then fixed for all fits on individual regions. Therefore, for each region, we fit simultaneously the $9 \times 3 + 1$ free parameters left on the nine year spectra coverage. The free parameters are the hot-plasma normalization, the nine years iron line amplitudes and the nine years continuum indices and normalizations. The fit is performed using a chi-square statistic with the Gehrels variance function (Gehrels 1986). For regions large enough to conduct a proper spectral analysis, we build Fe K α flux lightcurves. The errors on the flux are given by the confidence interval of the fit at 1σ .

3. Fe K α emission: global view of the central 30 pc

The diffuse emission due to reflection of high-energy radiation (>7.1 keV) is mainly characterized by the neutral iron line emission at 6.4 keV. We identify the large areas emitting at this energy and characterize their overall Fe K α variations in this section.

3.1. Correlation with molecular structures

To visualize the distribution of neutral Fe K emission in the Sgr A complex we build a mosaic map based on available *Chandra* data from 1999 to 2011. As the large amount of 2002 exposure time tends to dominate the flux mosaic, we decided to use only observation 3392 for this year, in order to properly identify all the regions emitting within the period 1999–2011. The bright regions of the Sgr A complex (MC1, MC2, Br1, Br2 and G0.11-0.11) and the Arches cluster are identified by ellipses in Fig. 1 (left panel). The cloud designation is similar to the one used by Ponti et al. (2010), except that the Bridge region is now split in two clouds: Br1 and Br2. In addition to these bright regions, a lower level of emission is also visible, having the shape of two large filaments going north of MC1 toward the Arches cluster, and the hint of a third and even fainter structure extending south of MC2 and Br1. From this map it is clear that a significant fraction of the region has been illuminated for at least part of the past decade.

An Fe K α map showing the distribution of illuminated features seen in July 2011 by *Chandra* is also presented in Fig. 1 (right panel). From this map we see that the brightest emission was then in the eastern part of MC1 and in the Bridge, with in particular a new elongated bright structure in the center of Br2. Almost no bright emission is left in the other two areas.

Following the method of Ponti et al. (2010) we used molecular line data to identify the X-ray emitting regions that are correlated with coherent molecular structures. The N_2H^+ molecule is a good tracer for dense dark clouds and happens to best match the distribution of X-ray emission seen in the Sgr A complex. Therefore, we used the $\text{N}_2\text{H}^+ J = 1-0$ data-cube provided by the Mopra CMZ surveys (Jones et al. 2012) with an angular resolution around 40 arcsec. The three maps shown in Fig. 2 are

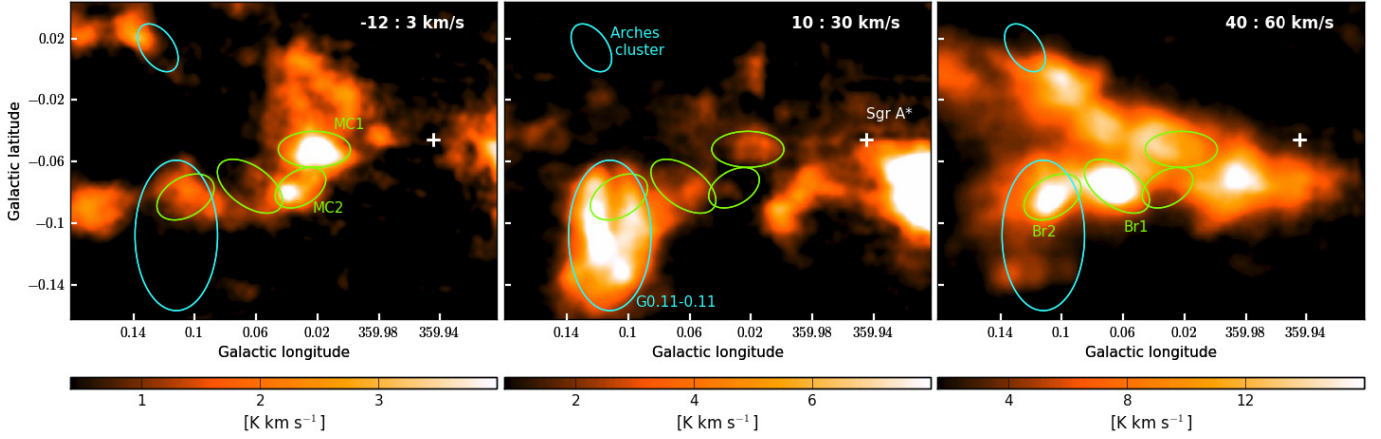


Fig. 2. Three N_2H^+ maps obtained from a Mopra survey (Jones et al. 2012). The images are integrated over different velocity ranges in order to emphasize coherent structures. Regions identified in the X-ray map are overlaid: they appear in three different velocity ranges. The molecular cloud associated with the Arches cluster appears in a fourth range around -25 km s^{-1} , which is not shown here.

obtained by integrating the N_2H^+ signal over different velocity ranges. Sgr A regions identified in the *Chandra* Fe $K\alpha$ map are clearly visible in Mopra maps with distinct velocity ranges. The MC1 and MC2 clouds are visible around -10 km s^{-1} . For these two clouds the N_2H^+ map and the 1999–2011 X-ray mosaic (Fig. 1) show very similar features with in particular a dense blob at the bottom east of MC2 and linked to MC1 by a thin feature. The G0.11-0.11 cloud is visible around $+20 \text{ km s}^{-1}$ and the N_2H^+ emission highlights the two elongated features of this structure that are also visible in the 1999–2011 X-ray mosaic. The two parts of the Bridge region, Br1 and Br2, are visible around $+50 \text{ km s}^{-1}$. From the molecular line data we can infer that there are three coherent and distinct structures. Their respective column densities and positions along the line of sight cannot be derived from these maps and will be discussed along with the different possible interpretations of the X-ray reflection in these structures (Sect. 6).

3.2. Time variations of few arcmin scale regions and comparison with previous works

The neutral iron $K\alpha$ line emission from molecular clouds is strongly variable in the inner regions of the Galaxy, providing the evidence that an important part of the diffuse emission is due to reflection. Therefore, studying these variations is crucial to constrain the illuminating event. The general trend of these variations has already been characterized on arcminute-scale structures (Ponti et al. 2010; Capelli et al. 2012) and we perform here a similar analysis of the *Chandra* data.

Samples of spectra and corresponding fits obtained on the Bridge region (as defined by Ponti et al. 2010, and including Br1 and Br2) are presented in Fig. 3. These three plots show three relevant periods of the progressive illumination of the Bridge structure (2002, 2008 and 2011). The nine overall Bridge spectra were fitted simultaneously as explained in Sect. 2.2. The fit results specific to the three spectra plotted in Fig. 3 are presented in Table 2.

On corresponding years, the fit results are fully consistent with the previous analysis, for all regions. Our new spectral characterization also provides three more data points (2000, 2010 and 2011) to the Fe $K\alpha$ flux lightcurve of each region and thereby increases the significance of the variations. On a large scale, the Bridge Fe $K\alpha$ flux has significantly increased (linear regression 20σ better than constant fit) and we report the

Table 2. 2002, 2008 and 2011 best fit parameters for the overall Bridge region.

Parameters	2002	2008	2011
Fe $K\alpha$ Norm ($10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	3.8 ± 0.1	6.0 ± 0.3	$8.5^{+0.2}_{-0.3}$
C. Photon Index	0.5 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.0 ± 0.1
C. Norm ($10^{-5} \text{ ph keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	3.3 ± 0.1	4.3 ± 0.2	5.6 ± 0.2

Notes. The nine year spectra were fitted simultaneously ($\chi^2_{\text{gehrrels}}/\text{d.o.f.} = 1148/1395$) giving for each year the Fe $K\alpha$ line flux, the continuum photon index and its normalization. We point out once more that the continuum emission is modeled by a simple power-law and that the physical interpretation of its parameters is not straightforward. The hot plasma normalization obtained for the Bridge region fit is $(1.83 \pm 0.08) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$. The other parameters were fixed following Sect. 2.2.

illumination of the Br2 region in 2011, confirming the propagation along the Bridge predicted by Ponti et al. (2010). In the MC2 cloud, the Fe $K\alpha$ flux has clearly decreased (6.8σ), which confirms the trend suggested by Capelli et al. (2012). The emission of the overall MC1 cloud has not shown significant variations (2.7σ and down to 1.8σ if we remove the 2000 data point which is 3σ lower than the constant fit). Concerning G0.11-0.11, the coverage of the entire region is not sufficient to draw conclusions about its overall emission variation, but its generally decreasing trend will be characterized by a smaller scale analysis in Sect. 5.

Therefore, our arcminute-scale characterization of the variations confirms the general trends described in previous works.

3.3. Motivations for smaller scale characterization

Our previous analysis of the arcminute-scale structures assumes the X-ray emission is due to coherent and independent clouds. Nevertheless, this is often not the case since different structures can be positioned along the line of sight, as it is the case for G0.11-0.11 and the Br2 structures. Moreover such an analysis is unable to characterize variations smaller than the cloud physical size (about 8 light-years) and is therefore unable to fully characterize the accurate profile of Sgr A*'s past emission in case of fast variations.

In order to visualize the emission variations inside these large structures we build a RGB map with the three colors corresponding to three different time periods between 1999 and 2011. This map, presented in Fig. 4, shows that all emitting areas

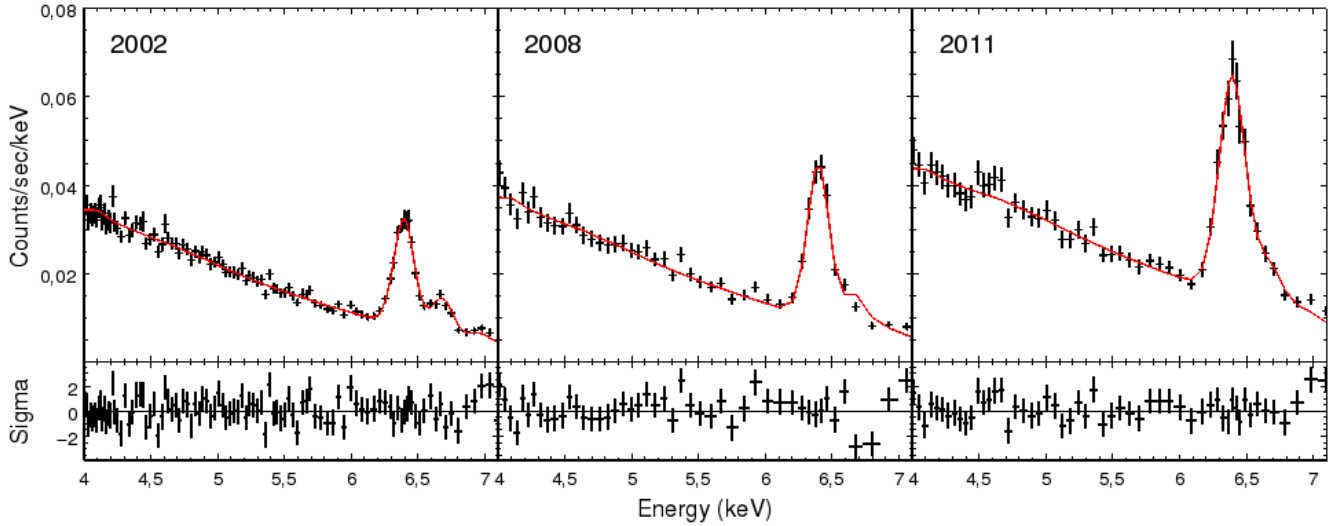


Fig. 3. Bridge spectra and fit as in 2002 (no bright illumination seen in the Bridge), 2008 (illumination starts in the western part of Br1) and 2011 (illumination reaches Br2). The Fe $K\alpha$ flux is significantly increasing over the years.

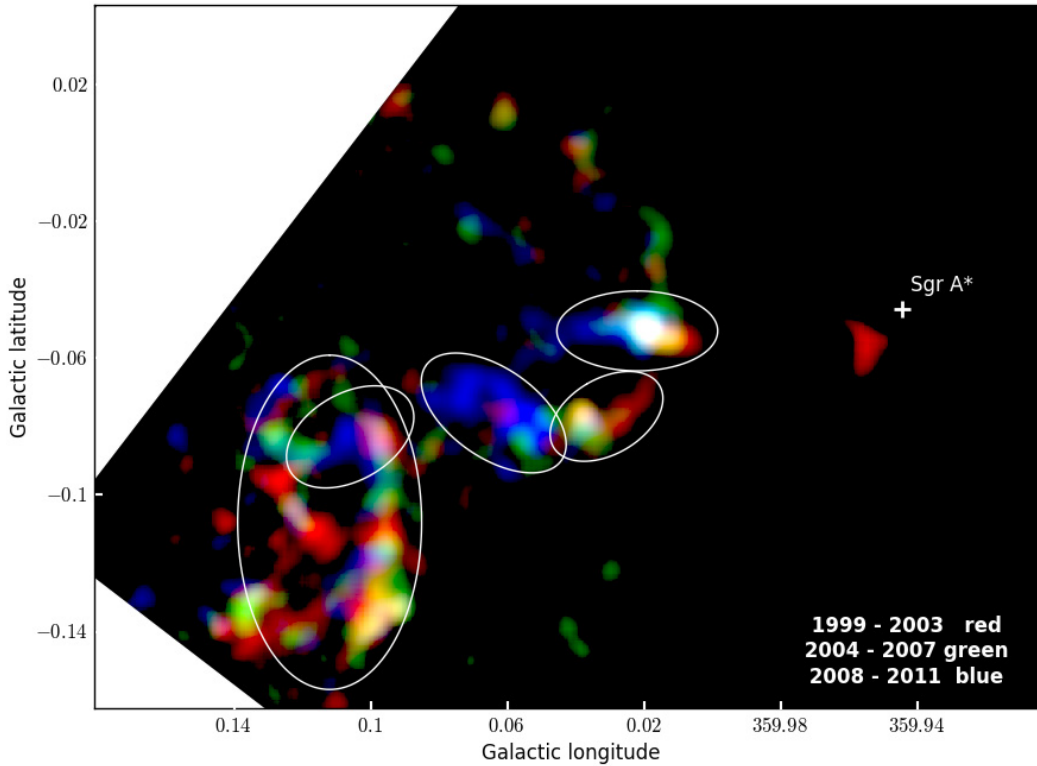


Fig. 4. Fe $K\alpha$ flux mosaics smoothed to 9 arcsec. (Red) *Chandra* data from 1999 to 2003 (only observation 3392 has been kept among 2002 observations); (green) Mosaic map from 2004 to 2007; (blue) Mosaic map from 2008 to 2011. The emission has been strongly varying in the Sgr A complex with a clear trend from west to east in MC1 and MC2, a late illumination of Br1 and Br2, and more complex variations in G0.11-0.11. We assume Br2 emission is only associated with the blue patch at the center of the region, the rest being mostly due to the underlying G0.11-0.11 cloud.

have been varying, including the MC1 cloud. This last structure, characterized as constant by the larger scale analysis, is in fact composed of subregions that have been varying differently (see Sect. 4.2 for further characterization). Moreover, variations are not random. The MC1 emission has been moving from west before 2003 to east after 2008. In MC2, the signal has been going from west before 2003 to mainly off after 2008, and the Bridge seems to be a coherent area becoming illuminated between 2008 and 2011. G0.11-0.11 variations are more complex as illuminated patches are appearing and disappearing in all three periods.

A spectral analysis performed on the full cloud scale hides small-scale variations highlighted instead by both image comparison and spectral analysis on smaller scales (Sect. 4). Therefore, working on large scales in order to obtain high-statistic spectra to fully characterize the emission can be

double-edged. Indeed, large-scale spectra are de facto including different structures that are not equally illuminated. This is why large-scale spectral parameters such as the iron line intensity and its equivalent width have to be interpreted with great caution. For this reason we decided not to work any further on large-scale spectra but to use *Chandra* high-angular resolution in order to further characterize variations on the smallest possible scale.

4. Fe $K\alpha$ emission: variations on a scale of $26'' \times 61''$

This section focuses on the analysis of two bright regions: the Bridge and MC1. These molecular clouds show strong Fe $K\alpha$ variations but with two different behaviors.

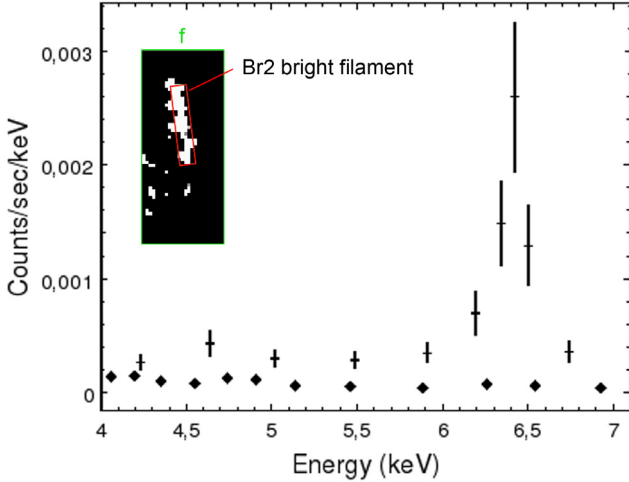


Fig. 5. The 2011 Br2 bright filament. The Fe $K\alpha$ flux map in the upper left corner is a zoom on region f which is defined in Fig. 6. Here the map has not been smoothed and shows the exact dimension of the bright illumination detected in 2011. Both spectra presented on this figure are extracted from the region highlighted by the red rectangle. The 2011 spectrum shows an Fe $K\alpha$ emission line at 6.4 keV (crosses), while the 2000 to 2010 spectrum (diamonds) shows no excess at this energy. Notice that due to better statistics the error bars of the 2000–2010 spectrum are not larger than the diamond size. The 2011 spectrum subtracted from the 2000–2010 one is fitted over the 4–7.1 keV energy range ($\chi^2_{\text{gehrrels}}/\text{d.o.f.} = 7.8/6$): the Fe $K\alpha$ line intensity is $(3.2 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and the equivalent width is more than 2 keV, suggesting a higher metallicity than previously anticipated.

4.1. The Bridge: strong variation on a short (year) time scale

The previous RGB map gives a clear view of the variations occurring in the Sgr A complex region except maybe for the Bridge area that has been varying only in the past few years. Figure 6 gives a more precise view of the evolution of the Bridge emission during the last four years. In particular, it confirms that Br2 was not strongly illuminated before 2011. Its 2011 emission is then relatively strong and condensed into a very thin region having physical dimensions at 8 kpc of about $0.2 \times 1 \text{ pc}^2$ and it is located at least 23.4 pc from Sgr A*. We extract the 2011 spectrum of the bright region highlighted by a red rectangle in Fig. 5 and we take the sum of all previous year spectra as background spectrum. Both are shown in Fig. 5.

The subtracted spectrum only includes the variations induced by the reflection and can be simply fitted by a power-law continuum and a gaussian iron $K\alpha$ line emission. The Fe $K\alpha$ line intensity best fit is $(3.2 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\chi^2_{\text{gehrrels}}/\text{d.o.f.} = 7.8/6$). By considering the illuminated region has a filamentary shape, we assume that its depth along the line of sight is no more than its width, i.e., about 0.2 pc. We assume that its column density is around 10^{23} cm^{-2} (consistent with the overall Bridge column density derived by Ponti et al. 2010), it would mean that the filament density is around $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, which is already conservative. Following Sunyaev & Churazov (1998), we can then compute the minimum Sgr A* luminosity needed to illuminate this region. We find that the luminosity between 2 and 10 keV had to be at least a few $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. The event illuminating this region is therefore a strong one. Moreover, the region brightens in less than one year, which implies that the luminosity of the illuminating source increased suddenly, by at least a factor 10. We point out once more that a lower resolution analysis cannot characterize such events.

The illumination of Br2 supports the propagation along the Bridge predicted by Ponti et al. (2010). However, the proposed scenario did not anticipate the high source variability implied by the fast variations revealed by *Chandra* in all regions, including the Bridge. The comparison of Br1 images between 2008 and 2011 shown in Fig. 6 reveals a fast illumination of the area from west to east until 2010 and then an abrupt fading of Br1 eastern part in 2011 (see Br1d lightcurve in Fig. 7). We perform a spectral analysis in order to prove that the variations seen in the image are significant. Fe $K\alpha$ fluxes are extracted from the $26 \times 61 \text{ arcsec}^2$ rectangles shown in Fig. 6 and the corresponding lightcurves are presented in Fig. 7. The bright structure around $(l, b) = (0.100^\circ, -0.085^\circ)$ is ignored because it undergoes complex variations of both shape and flux which are difficult to reconcile with either Br2 or the underlying G0.11-0.11 cloud variations.

All lightcurves show significant variations as the increasing linear regression is preferred over the constant fit with at least 4.5σ and up to 10σ confidence level. In addition, a simple linear fit does not represent well the data, whose variations are characterized by a sharp increase shifted in time from region to region. This pattern strengthens the scenario of a propagation along the Bridge structure (Ponti et al. 2010) and indicates that the 2011 bright filament is indeed part of the Br2 cloud rather than G0.11-0.11. The 2011 filament is included in the Br2f region whose lightcurve is compatible with the previous analysis performed on the filament alone. This larger scale analysis is less relevant to precisely characterize the variation but has the advantage of being directly comparable with Br1 subregion variations. The fastest variation is seen in the Br1d region, which peaks at $(11.7 \pm 1.3) \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ with about a factor 10 increase compared to the 2002 flux value. The time scale of the variation is less than three years, since the Fe $K\alpha$ flux in both 2008 and 2011 is down to less than half of its peak value. This trend seems to be due to the illumination of an isolated filament as in Br2f and is compatible with the variation seen in region Br1a if we exclude the 2006 data point (mainly due to a bright structure that is no longer visible after then). Region Br1b might include more than one clump and thus misses the short variation. If the flare illuminating the Bridge region is 2 year-long, we expect Br1c and Br2f regions to drop to zero emission in the next few years while Br1e region should increase again before dropping as the others.

We conclude that the Br1 and Br2 regions are likely to be illuminated by a single strong event lasting less than three years. Moreover, the position of the western filament in the Br1a sub-region seems to be moving away from Sgr A* at a velocity compatible with the speed of light. This is a hint that the illuminating event could be even shorter but the extraction boxes are too large to fully characterize it.

4.2. MC1: linear variations on longer (decade) time scale

The MC1 cloud emission at 6.4 keV was found constant by the previous arcminute-scale analyses (Ponti et al. 2010; Capelli et al. 2012). We confirm that on arcminute scale the Fe $K\alpha$ emission of this molecular cloud is compatible with a constant emission. Nevertheless, the unique spatial resolution of *Chandra* allows us to study the variations of the Fe $K\alpha$ morphology on arcsecond scale. Both the RGB map in Fig. 4 and the sample of enlargements presented in Fig. 8, show that during the past decade the emission has varied with a clear pattern (from west to east). Therefore, smaller regions show faster variations. In order to characterize MC1 variations, we choose the subdivision

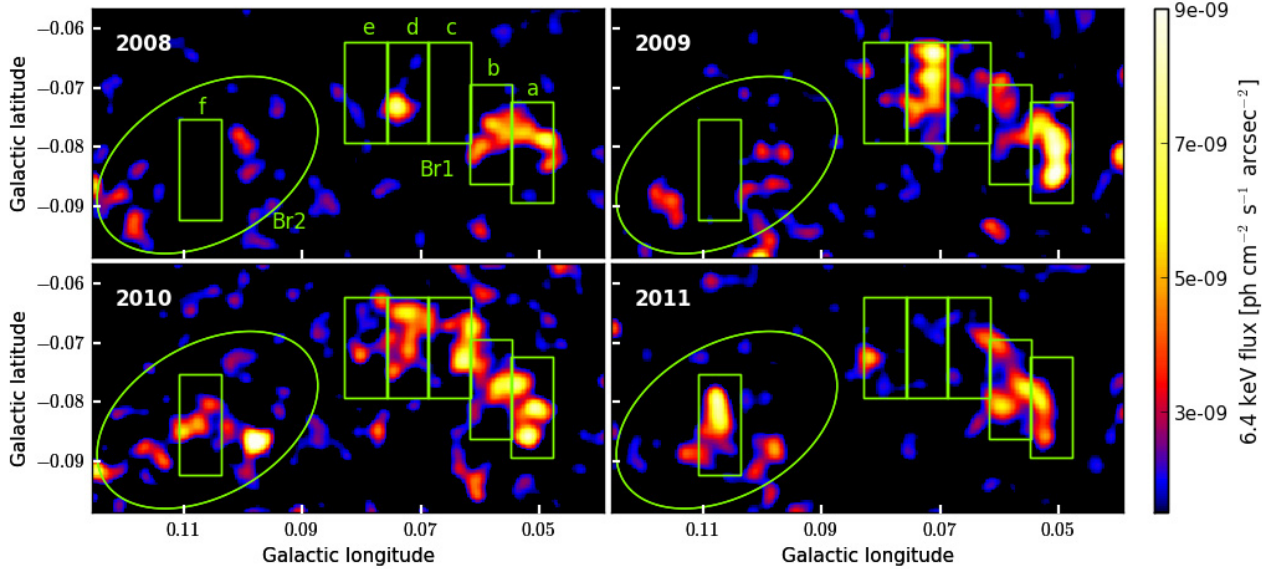


Fig. 6. Fe $K\alpha$ flux mosaics showing the evolution of the Bridge region from 2008 to 2011. Br1 is divided into five subregions named from a (west) to e (east). This region becomes brighter from 2008 to 2010. In 2011, the eastern part of Br1 is mainly off and the Br2 region gets very bright (box f). The exact illuminated region of Br2 is shown in Figure 5 and appears larger here because it is smoothed to 4 arcsec.

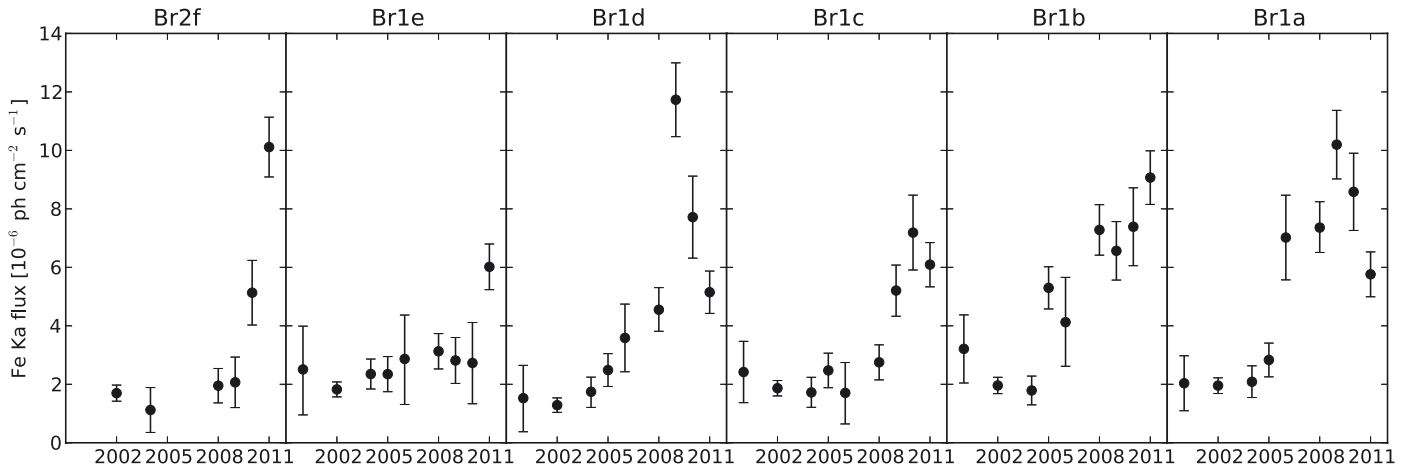


Fig. 7. Fe $K\alpha$ flux lightcurves corresponding to six 26×61 arcsec² rectangular regions covering the bright emission of the Br1 and Br2 clouds. Subregions are named from f (east) to a (west). All lightcurves show a sharp increase shifted in time from region to region.

presented in Fig. 8. From the 2000, 2004, 2008 and 2010 images of MC1 it is already clear that the subdivision chosen is still large to fully characterize the signal variations since the illuminated regions are small compared to the box size. Nevertheless, spectral analysis on even smaller regions does not give significant results due to poor statistics.

The lightcurves built thanks to the Fe $K\alpha$ line fit performed on MC1 subregions are shown in Fig. 9. All lightcurves are characterized by a linear regression which is preferred with a confidence of 3.9 to 5.8σ over a constant fit. The two western subregions (MC1a, b) display a decrease and the three eastern ones (MC1d, e, f) an increase of the emission level. The MC1c lightcurve is not fitted well by the linear regression. Its 2000 Fe $K\alpha$ flux stands 3.8σ below the constant fit and if we remove it from the fit the significance of the linear regression over the constant fit drops to only 2.8σ . This is a hint that MC1c emission has reached a maximum luminosity and extrapolating from the emission of its nearby structures, we suggest that the MC1c region will experience the same decrease as MC1a and MC1b in the next few years.

Therefore, the MC1 variations are consistent with being the result of a signal propagating through a molecular cloud. Moreover, the absolute slopes of the subregion regressions are all consistent with a temporal gradient of 0.3×10^{-6} ph cm⁻² s⁻¹ yr⁻¹ which is consistent with a rather homogeneous and continuous structure.

This is the first reported detection of 6.4 keV variations inside the MC1 cloud. These variations closely follow a linear time variation, decreasing close to the Galactic center and increasing farther away, and appear quite different from what is seen in the Bridge region. These differences can be due to either distinct cloud structures or distinct illuminating events. These two possibilities will be discussed in Sect. 6.

5. The 4–8 keV emission: systematic analysis of the Sgr A complex variations on a 15'' scale

The Fe $K\alpha$ characterization presented in Sect. 4 was performed on specific and bright regions where such an analysis was feasible. It highlights the importance of small-scale analysis but

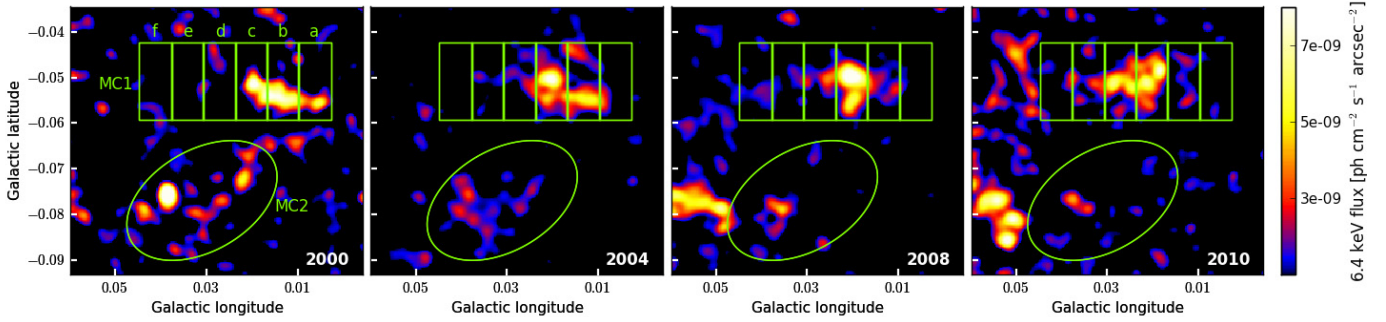


Fig. 8. Fe $K\alpha$ flux maps showing the signal propagation along the MC1 and MC2 structures from 2000 to 2010. The six subregions of MC1 are those used for the spectral analysis. The propagation (away from the Galactic center) is visible in both clouds. The 2010 image looks clumpier due to lower exposure time.

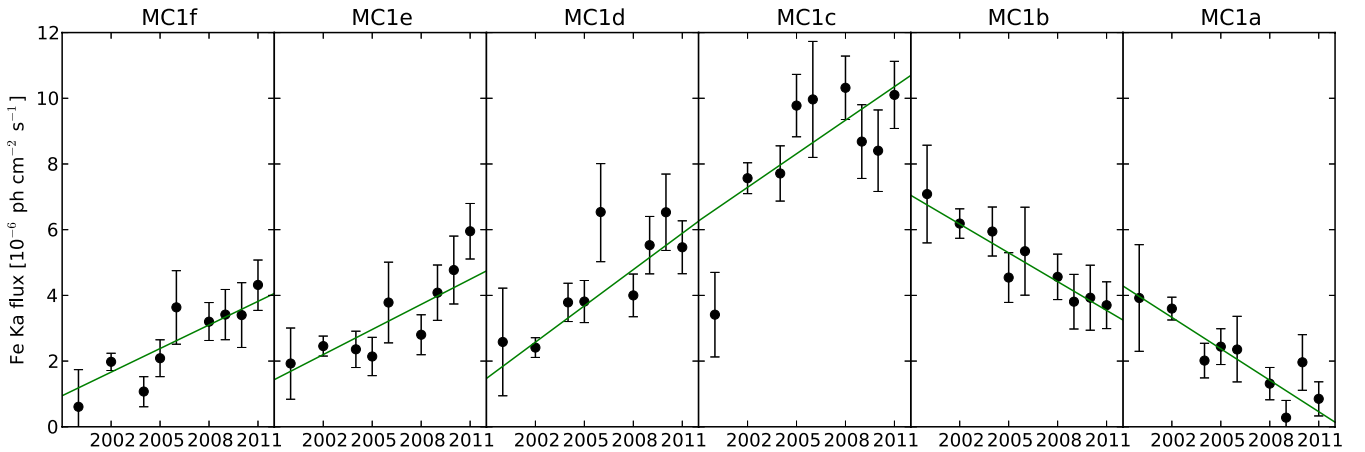


Fig. 9. Fe $K\alpha$ flux lightcurves corresponding to six 26×61 arcsec² rectangular regions covering the bright emission of the MC1 cloud. Subregions are named from f (east) to a (west). Linear regression lines (in green) are in good agreement with the data and have similar absolute slopes.

cannot be performed on the overall Sgr A complex since the statistics are too poor in most regions. Therefore, we have performed a systematic analysis of the overall Sgr A complex region using the 4 to 8 keV flux to characterize the high-energy signal variations in 15 arcsec squared bins. The aim is to determine the time scales of all varying regions in the complex in order to constrain the illumination pattern as much as possible.

Since the instrumental background is weak compared to the typical emission in the Sgr A complex, and since the only varying extended component is the reflection, we can safely attribute the variations to the propagation of energetic X-rays. Indeed, the test performed on the previously studied regions shows that the 6.4 keV and the 4–8 keV flux emissions display the exact same variations, which thereby indicates that the 4–8 keV flux is a proper tracer of the variations due to reflection. It allows an improved statistical characterization of the variations but the origin of its steady component is of course more difficult to assess, since there are contributions from the hot thermal plasma and the internal background.

5.1. Presentation of the data through images

We performed a systematic analysis of the data-cube containing the 4–8 keV flux information for each 15 arcsec squared pixel of the Sgr A complex map and for each available year. We use the CIAO *dmstat* routine to count the number of photons of energy between 4 and 8 keV in the image and in the background image. Using the corresponding exposures we then compute the 4–8 keV flux for each year and the corresponding 1σ error, assuming a normal distribution.

Due to different observation strategies and the limited field of view, the time coverage is not uniform across the studied regions. The MC1, MC2, Br1 and Br2 areas are well-covered (data from 8 or 9 years) while G0.11-0.11 presents a sparser coverage on the western and southern parts (only 2 or 3 years). The number of observation years available for each pixel is shown on the top left map in Fig. 10, and it corresponds to the number of data points constituting the corresponding flux lightcurves. The bottom left and right panels of Fig. 10 present respectively the minimum and the maximum values of all pixel lightcurves. Both maps show that the emission is correlated with molecular material, as denser regions appear brighter. Minimum values are not representative of a zero level of emission since part of the map region is illuminated during the entire time period. Yet, the minimum flux values are almost all below 2.5×10^{-6} ph cm⁻² s⁻¹ while the maximum map highlights the five molecular structures previously identified, the cores of which are detected at more than 5×10^{-6} ph cm⁻² s⁻¹. From this comparison it is clear that variations are visible on a 15-arcsec scale and they might not be limited to the brightest regions. In order to further characterize these variations, we perform a systematic analysis of the lightcurve variations. Some characteristic lightcurves of regions pointed out on the top right panel in Fig. 10 will be presented in Figs. 12–15 to further illustrate the different variation behaviors.

5.2. Characterization of two variation behaviors

To characterize the regional variations we perform both linear and constant least-squares fits to the 4–8 keV lightcurves extracted from 15 arcsec squared regions. The results are presented

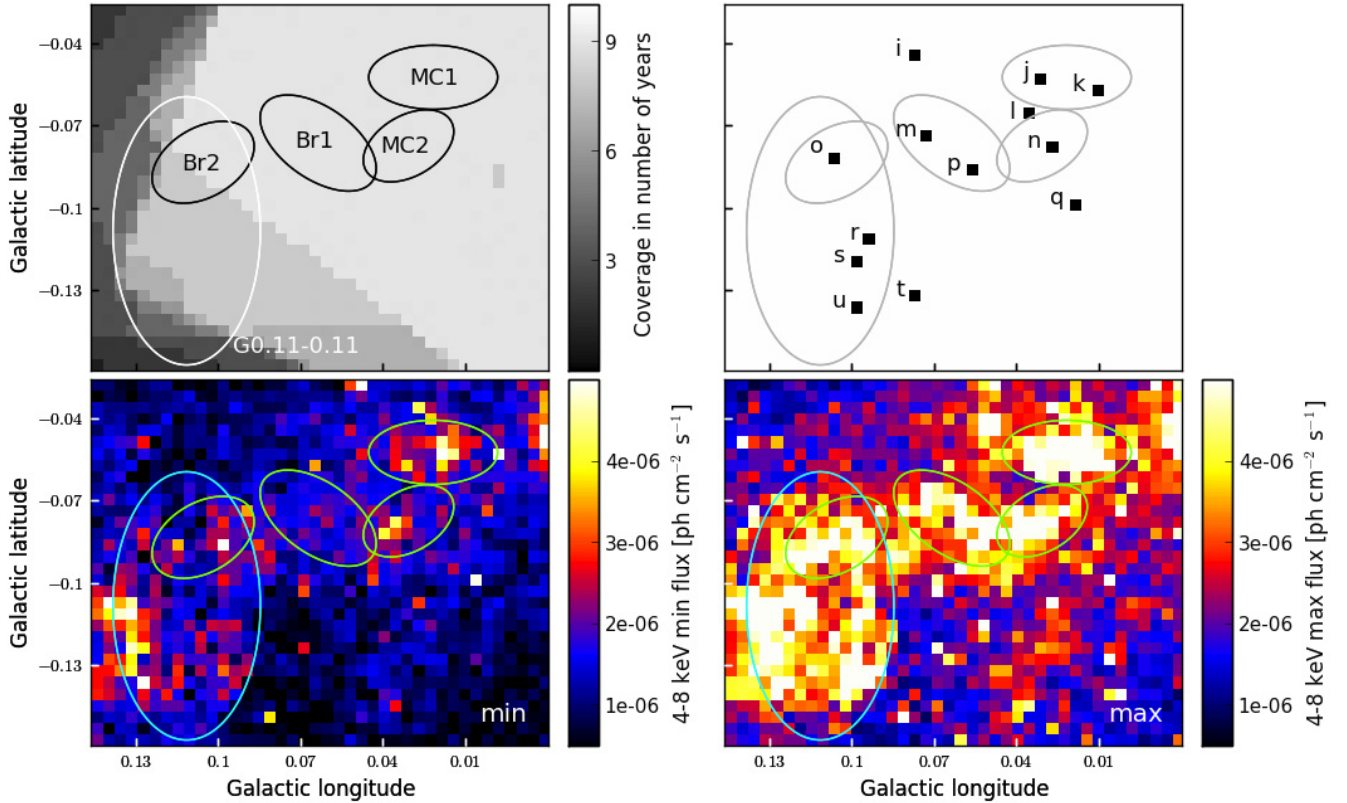


Fig. 10. Information maps presenting the data-cube used in the 4 to 8 keV flux characterization. The pixels correspond to 15 arcsec squared regions from which the lightcurves were extracted. For each region we plot: (*top left*) the number of lightcurve data points; (*bottom left*) the lightcurve minimum value; (*bottom right*) the lightcurve maximum value. (*Top right*) Positions of individual lightcurves presented in Figs. 12–15.

in terms of fit rejection probabilities in the two top maps of Fig. 11. Regions presenting a significant point-source contribution have been removed for this analysis. Moreover, in order to improve the visibility of regions displaying similar behaviors, probabilities are combined on a scale of 30 arcsec. We take the number of trials into account and correct probabilities accordingly.

The constant fit results highlight the regions that are significantly varying (top left panel in Fig. 11). They are mostly included in the five large identified regions and represent about one third of the total area. About two thirds of the Sgr A complex is therefore characterized as constant by our analysis. These subregion’s lightcurves are compatible with a constant emission, as shown in Fig. 12. Their fluctuations are negligible and this is strong evidence that variations detected in the regions that correlate with the molecular structures are real.

The linear fit results highlight the regions having a strong nonlinear variation (top right panel in Fig. 11). They are found mostly in Br1 and Br2 and a sample of lightcurves extracted from these regions is presented in Fig. 13. The time scale of the variation observed is fully compatible with what has been inferred from the previous Fe K α characterization of these regions, and the amplitude of the variations is slightly smaller because in the 4–8 keV range the reflection emission is polluted by nonvarying background emissions.

By comparing the linear and the constant fit results we also identify regions which are characterized by a linear variation. Such regions are mainly included in the MC1, MC2 and G0.11-0.11 structures. A sample of the lightcurves from MC1 regions is shown in Fig. 14. They are fully compatible with what has been deduced from the spectral analysis of this region and the variation amplitude obtained by this second analysis is even

slightly larger because the size of the subregions we consider here are closer to the emission variation angular size. Moreover, MC2 and G0.11-0.11 cloud emissions are globally decreasing on a ten-year time scale and a sample of characteristic lightcurves of these two regions is presented in Figs. 14 and 15. The emission decrease is fully compatible with the one seen in the MC1 cloud and this is a strong hint that these three clouds are witnessing the same illuminating event. Nevertheless, some subregions of G0.11-0.11 seem to have a different trend with, in particular, a hint of a slight emission increase. This difference inside G0.11-0.11 can be explained by a complex structure of the molecular cloud as these particular subregions could either be slightly further away along the line of sight and therefore seeing the same event but with a delay, or they could be slightly closer and seeing a later event.

5.3. Hints of a signal propagation

From the previous individual lightcurve characterizations it is clear that most of the variable regions have linear variations. In order to visualize the spatial disposition of the increasing and decreasing trends, we map the value of the linear fit slope if the constant fit is rejected at more than 5σ . The results are shown on the bottom left panel of Fig. 11. Most detected variations are spread over several contiguous regions showing the same trend. In particular, all five identified areas show correlated variations. The signal appears to have propagated from west to east as the western part of MC1 and MC2 have shown a decrease while the eastern part of MC1 and the Bridge have increased. In the easternmost portion of the field, the G0.11-0.11 cloud does not conform to this apparent propagation; it shows a clear

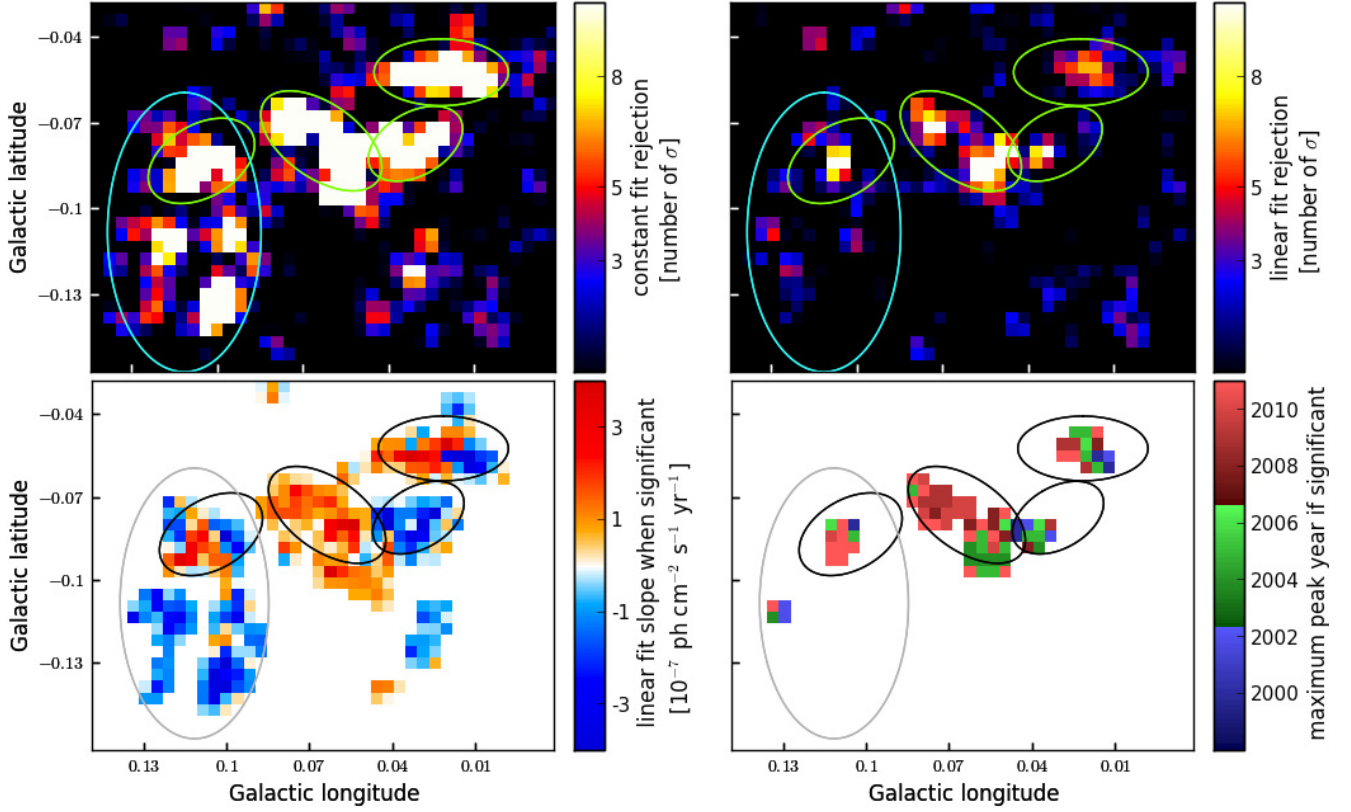


Fig. 11. Information maps derived from the 4 to 8 keV flux lightcurve analysis. The main point sources have been removed before the analysis. Probabilities displayed in the two top maps are combined to a scale of 30 arcsec and represent: (*top left*) post trial rejection of a constant fit in number of sigma; (*top right*) post trial rejection of a linear fit in number of sigma. In the two bottom maps are plotted: (*bottom left*) the linear fit slope of the lightcurve if the constant fit is rejected at more than 5σ , zero otherwise; (*bottom right*) the year corresponding to the lightcurve's maximum value when the linear fit is rejected at more than 5σ . From these figures we see that variations are correlated between nearby regions and are either linear (MC1, MC2 and G0.11-0.11) or not (Br1 and Br2). Moreover, both linear fit slope and peak year characterizations highlight an apparent signal propagation from right (decreasing) to left (increasing).

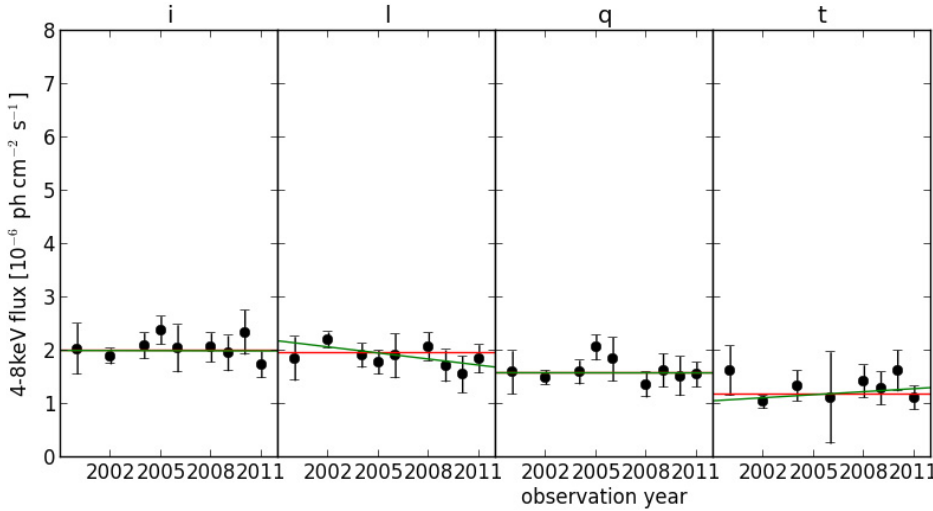


Fig. 12. 4 to 8 keV lightcurves of different 15-arcsec-square regions overlaid with constant (red) and linear (green) fits. The exact positions of these regions are given in Fig. 10. Their emissions are all described as nonvarying by the previous analysis and their lightcurves are compatible with constant intensity.

decrease. However, if located much further in the foreground, the G0.11-0.11 cloud could be seeing the same X-ray event as the regions showing the west to east trend. This method of mapping the slope of the variability also highlights variations in fainter areas by detecting a decrease to the south of the MC2 area and an increase to the south of the Br1 area. This strengthens the theory that an X-ray front has been propagating through these structures and that the fainter areas are spatially nearby the brighter areas.

The linear fit is inadequate to properly characterize Br1-type variations. Therefore, we also consider the year of the peak emission if the linear fit is rejected at more than 5σ . The results are mapped in the bottom right panel of Fig. 11. According to this stricter characterization, 7% of the total area has nonlinear variations. Most of the variations are detected within the Bridge and the peak years are fully consistent with the previous linear characterization. We point out that the MC1 central region

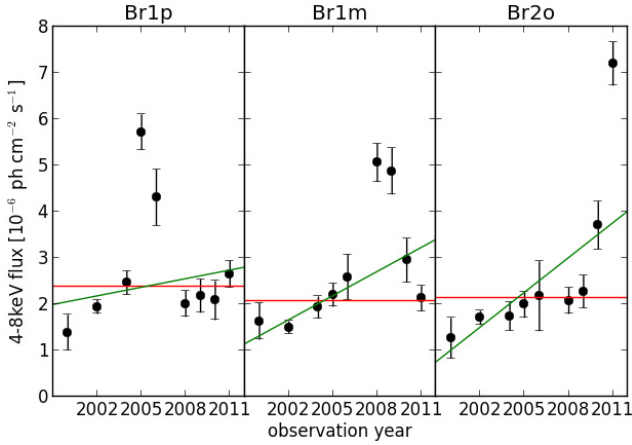


Fig. 13. 4 to 8 keV lightcurves of different 15-arcsec-square regions in Br1 or Br2, overlaid with constant (red) and linear (green) fits. The exact positions of these regions are given in Fig. 10. The fast variations seen in these regions are poorly fitted by the linear regression.

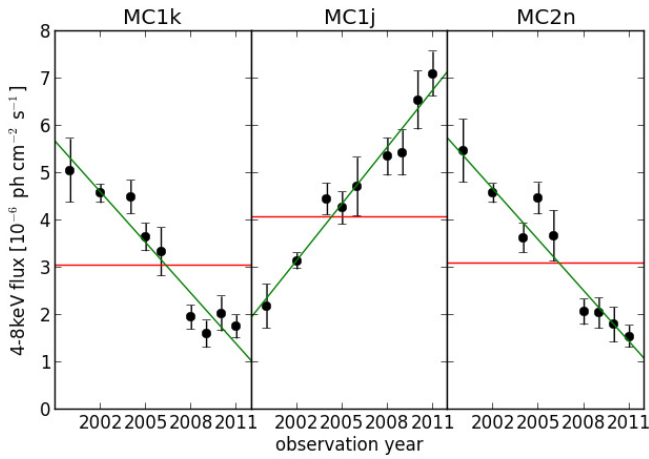


Fig. 14. 4 to 8 keV lightcurves of different 15-arcsec-square regions in MC1 and MC2, overlaid with constant (red) and linear (green) fits. The exact positions of these regions are given in Fig. 10. The strong variations seen in these regions are fitted well by a linear regression.

also presents nonlinear variations, as previously mentioned in Sect. 4.2. This nonlinear trend is restricted to a few central pixels but is spread over a larger region of the map due to the smoothing of the probabilities over a 30 arcsec scale.

The systematic characterization of the variations in the Sgr A complex confirms the presence of two different time behaviors. The strong and fast variations already detected in the Br1 and Br2 regions by the previous spectral analysis seem to be restricted to these two structures while the longer linear variations detected in MC1 are also visible in the MC2 and G0.11-0.11 clouds. A further characterization of the variability trends in adjacent regions shows both increasing and decreasing emissions and highlights an apparent propagation of the signal through the Sgr A complex.

5.4. Schematic view of the variations

The results of Sect. 5 are summarized in Fig. 16, showing the varying regions of the Sgr A complex and their type of variation, and it compares the conclusions of this last analysis to those presented in Sects. 3.2 and 4.

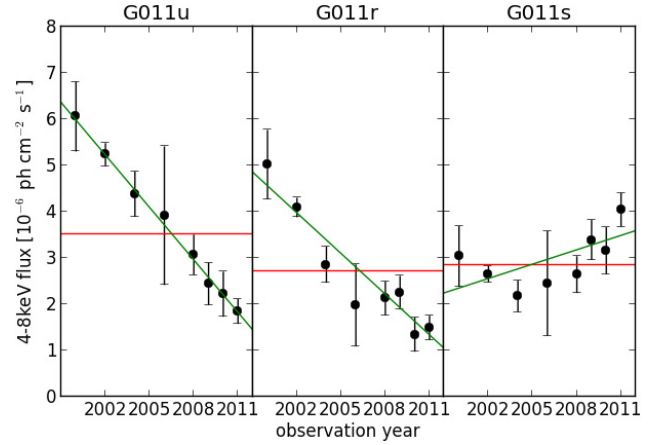


Fig. 15. 4 to 8 keV lightcurves of different 15-arcsec-square regions in G0.11-0.11, overlaid with constant (red) and linear (green) fits. The exact positions of these regions are given in Fig. 10. The strong variations seen in the first two regions are fitted well by a linear regression, and the third hints for a different behavior.

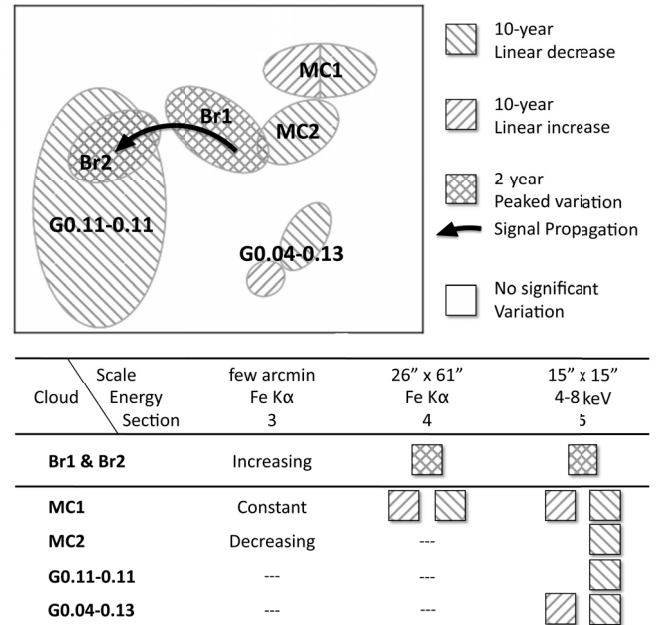


Fig. 16. Diagram presenting the main results of the systematic analysis of the 4–8 keV variations. (Top) spatial representation of the different type of variations. (Bottom) comparison with the other analyses presented in this work. The different results in Sect. 3 are due to the larger scale analysis there.

From both the Fe K α analysis and the systematic analysis of the 4–8 keV emission at the 15-arcsec scale, we report a two-year peaked variation in the Bridge (Br1 and Br2), with a propagation away from Sgr A*. This behavior is restricted to the Bridge molecular structure. All the other molecular clouds with significant flux changes display linear variations over ten years, either increasing or decreasing. Therefore there are two different time behaviors in the Sgr A complex.

6. Discussion

Our 15-arcsecond-scale characterization of the Sgr A complex reveals an abrupt rise and fall in the Bridge emission with a flux increase of at least a factor of 10 and lasting no longer than

Table 3. Average parameters of the five bright clouds.

Parameters	Br1	Br2	MC1	MC2	G0.11-0.11
Min distance to Sgr A* (pc) ^a	17.5	23.3	11.0	13.0	25.2
Flux (10^{-6} ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$) ^b	5	6	7	6	6
CS antenna temp (K) ^c	3	2.4	1.5	...	1.6
N $_2$ H $^+$ antenna temp (K) ^c	1.8	1.6	0.7	0.4	0.7
Illumination duration (yr) ^d	~2	~2?	~10	~10	~10

Notes. ^(a) Projected distance to Sgr A*. ^(b) Average maximum 4–8 keV flux measured for each cloud. ^(c) Peak emission value measured in CS (Tsuboi et al. 1999) and N $_2$ H $^+$ (Jones et al. 2012) maps. The MC2 cloud is not detected in CS maps. ^(d) Illumination period which has been observed. Br2 illumination duration is a prediction since the decrease has not yet been observed.

two years. This is a strong indication that the illuminating flare for this particular event is either short or has significant temporal substructures. We also report the detection of much slower linear time variations in both the MC1 and MC2 clouds, linked to morphological changes of the emission in both structures. This clearly indicates a more complex illumination pattern than the constant flux assumed by Ponti et al. (2010) to estimate the positions of the clouds along the line of sight in order to assess whether a single long flare could account for all the illumination. Moreover, the slopes of the MC1 and MC2 clouds lightcurves are fully similar to the decreasing trend of G0.11-0.11 variations, also characterized by our arcsecond-scale analysis. This is a hint that at least these three molecular clouds might be witnessing the same event almost simultaneously.

The two different variation behaviors observed in the Sgr A complex increase the number of constraints on the global illumination of the region. We investigate whether all variations can still be explained by one single illuminating event. Since the time behavior of the cloud emission is the result of a convolution between the illuminating event lightcurve and the cloud structure, the observed difference could indeed be explained by either different cloud morphologies or distinct illuminating episodes having different time signature.

The following two subsections include calculation results based on Eqs. (1)–(3) of Sunyaev & Churazov (1998), which relate the reflected Fe K α flux measured from the cloud to the luminosity of the source. The measured flux depends on the fraction of the total flux intercepted by the cloud (based on size and distance from the source), the cloud column density and iron abundance. The cloud parameters used for this calculation are summarized in Table 3. We point out that the adopted distance between the clouds and Sgr A* combines the projected distance to Sgr A* and the line of sight distance determined by the age of the illuminating event (all fluorescent photons created by an X-ray radiation emitted at a given time are along the same paraboloid, Sunyaev & Churazov 1998). We also assume that the excitation temperature is the same for all clouds and that the clouds have a solar iron abundance and are not self-absorbed at the molecular transition, so the column densities are directly proportional to the antenna temperatures.

6.1. Assumption of one single illuminating event: constraints

Since variations occurring in the Sgr A complex are spatially organized, it is legitimate to consider that all clouds are illuminated by the same event. In this case the short variation within the Bridge provides the strongest constraint on the profile of the X-ray flare. It implies a strong variation with a duration of less

than two years, peaking at least at 10^{39} erg s $^{-1}$ possibly accompanied by a much longer, but ten times weaker, level of activity.

To a first approximation, we assume the contribution of any lower level of activity is negligible. Thus, the total duration of the flare is no more than two years and its profile is characterized by a sharp peak. In this case, the longer-term variation seen in the scattered light from all clouds except the Bridge, can only be explained if these clouds have a substantial extent along the line of sight. The extent needed to explain a ten-year illumination with a two-year event depends on the position of the cloud. For instance, the physical line-of-sight extent required for the MC1 or MC2 clouds is between 3 pc for a recent event (50 years ago) and 1.5 pc for an earlier one (300 years) while it is slightly larger for G0.11-0.11 (between 4.5 and 1.5 pc). These values are comparable to the widths of the emission regions measured in the *Chandra* 6.4 keV flux maps.

Nevertheless, if the longer variation seen in the MC1, MC2 and G0.11-0.11 clouds is attributable to a two-year flare propagating through their interiors, then the illuminated fraction at any given time is less than one third of their total column densities. In particular, the case of a single event implies that all the clouds are along the same paraboloid (Sunyaev & Churazov 1998) which means that clouds aligned along the line of sight like Br2 and G0.11-0.11 have to be at the same physical position (despite their different molecular line velocities, Fig. 2). Since the observed Fe K α peak intensity of these two clouds is consistent with being the same but with different durations and because they have to be at the same distance from Sgr A*, the G0.11-0.11 column density should be at least three times larger than the Br2 one. This is more than six times larger than what is implied by the molecular line measurements (Table 3). The discussion is less straightforward for the two other clouds since MC1 and MC2 could be closer to Sgr A* than the Bridge. This could partly compensate for their lower column density. All together, we find that MC1, MC2 and G0.11-0.11 require column densities that are at least three and up to ten times larger than what is inferred from molecular tracers. This excludes a single two-year flare scenario for the illumination of all these clouds. Adding a longer but ten times lower activity period to this peak does not significantly change this conclusion.

Moreover, as already mentioned, since the linear trends detected in the MC1, MC2 and G0.11-0.11 clouds are very similar, this is a strong hint that this variation pattern is linked to the intrinsic illuminating flare duration rather than to the individual cloud structure. In the case of a single two-year flare, only the cloud density gradient along the line of sight can be invoked to reproduce the linear variation observed on 15-arcsec scale: this means that the three clouds should have a very similar density gradient, which is very unlikely. Once again, adding a ten times lower level of activity before and after the flare peak does not solve this issue.

Finally, it is difficult to reconcile all the illumination seen in the CMZ with a single two-year flare since such an event should be illuminating less than 1% of the matter. Moreover, it would constrain the positions of all bright Fe K α clouds to the surface of a thin paraboloid, which also seems very unlikely. Therefore, density, structure and position constraints strongly disfavor the single flare scenario.

6.2. Toward a scenario with at least two illuminating events

The Bridge region is illuminated by a two-year peaked event during which the luminosity of Sgr A* had to be at least 10^{39} erg s $^{-1}$. The presence of an underlying 10 times fainter component of

the illuminated flux having a much longer duration cannot be excluded.

Let suppose the linear variations seen in all the other clouds are due to a single other event. According to the considerations presented in Sect. 6.1, the minimum duration of this second flare can be derived from the cloud linear trend and is found to be substantially longer than the event illuminating the Bridge. Since the reflection time scale can be twice the flare duration when the reflecting clouds are behind the source, we can set a ten-year lower limit on the flare duration (a five-year increase plus a five-year decrease). Sgr A*’s past luminosity relative to this longer flare can be estimated using the N_{H} values derived by [Ponti et al. \(2010\)](#) and assuming a position along the line of sight. In case of a recent flare (50 years ago), MC1 and MC2 should be very close to the black hole compared to G0.11-0.11. Therefore, the sustained luminosity of Sgr A* during the longer flare should be at least $5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ and up to a few $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ to explain the flux detected respectively in MC1 and G0.11-0.11. This luminosity discrepancy is reduced if we consider older flares. For instance, for a flare fading about 200 years ago, the luminosity of Sgr A* should be at least a few $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ to explain the fluxes detected in all three clouds. This seems more compatible with the simultaneous and similar decrease observed in these clouds.

Therefore, two distinct events of similar intensities could account for the variations seen in the Sgr A complex. Nevertheless, the precise dating of these two flares, their chronological order and the level of emission in between are difficult to assess, and of course we cannot rule out the possibility that there have been more than two flares and that G0.11-0.11 and the MC1 and MC2 clouds have been illuminated by different events, albeit with similar signatures.

6.3. Can known Galactic center transients be an alternative to Sgr A*?

An important question raised by this two-flare scenario is whether at least one of the events could be due to an X-ray transient rather than to Sgr A*. The time scale of the event seen in the MC1, MC2 and G0.11-0.11 clouds and in particular the ten-year rise and the ten-year decay observed suggest that this event is not due to one of the typical Galactic center transients ([Degenaar et al. 2012](#)). By contrast, the sharp and short variations witnessed in the Bridge call Sgr A* into question as a privileged candidate.

X-ray binaries are legitimate candidates since they can have bursts with luminosities up to $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ and some of them are presumably closer to the Bridge molecular cloud than the Galactic center is. Nevertheless, their spectral shape is less favorable for producing the Fe K α line emission than the power-law of photon index $\Gamma = 2$ assumed for Sgr A*. We compare the luminosity required to produce the Fe K α flux observed in the Bridge ($L > 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ for one year at the position of Sgr A*) and the typical luminosities produced by known black hole X-ray binaries ([Dunn et al. 2010](#)). The distance between the X-ray binary and the cloud is the only free parameter. We find that at the position of the Galactic center, none of these sources (GRS 1915+105 and the typical black hole X-ray binaries, [Dunn et al. 2010](#)) is able to explain the emission observed in the Bridge. At a distance of about 10 pc from the Bridge (twice shorter than the projected distance between the Bridge and Sgr A*), a source with a one year burst having an intensity comparable to that of GRS 1915+105 would account for both the required luminosity and the duration of the observed event. Nevertheless, the matter distribution around the position of this hypothetical source would need to be very specific in

order to explain the propagation of the echo seen in the Bridge. All other outbursts from typical X-ray binaries (e.g., GX 339–4, GRO J1655–40, H 1743–322) are excluded since the position of these hypothetical sources should be less than 5 pc away from the Bridge and so they should have been detected in the past 30 years. Therefore, an X-ray binary origin seems very unlikely considering current knowledge of the behavior of Galactic X-ray sources ([Dunn et al. 2010](#); [Degenaar et al. 2012](#), and references therein).

The recent discovery of the Soft Gamma Repeater (SGR) J1745–29 ([Kennea et al. 2013](#); [Mori et al. 2013](#)) at only 3 arcsec from Sgr A* ([Rea et al. 2013](#)) suggests that this object could be another plausible candidate for the illuminating event. Indeed SGRs sometimes emit extremely luminous and hard X/ γ -ray bursts. The brightest such burst to date is the 2004 giant flare of SGR 1806–20 that released a total energy of a few 10^{46} erg in high-energy radiation ($>30 \text{ keV}$) in a fraction of a second ([Hurley et al. 2005](#)), and a hundred times less energy in the ensuing pulsating tail. In this case only a small fraction of any given cloud would be illuminated at a particular time. Yet, the total energy released in this burst was equivalent to that of a source with a luminosity of $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ active for about one year, making such a giant flare a potentially viable origin for the observed short duration echo. But most of the energy of a giant flare is released in high-energy photons beyond 100 keV which do not effectively produce 6.4 keV line emission. To properly evaluate the effective reflected emission produced by such an event occurring at the Galactic center, we used the 2004-flare spectrum of SGR 1806–20 measured by [Frederiks et al. \(2007\)](#): a very hard power-law (photon index $\Gamma = 0.73$) with a cutoff at about 660 keV. We modulated it by the iron cross section for photoelectric absorption and applied the parameters of the Bridge 2011 filament discussed in Sect. 4.1. Due to the hard spectrum of the source, the computation gives an expected reflected flux in the Fe K α fluorescence line of only about $2 \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the filament while we measure a flux of $3.2 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, more than two orders of magnitude higher. For the SGR spectrum measured by [Hurley et al. \(2005\)](#) and others the situation is even less favorable. A higher density and/or a different geometry for the filament could imply a larger reflected fraction of the illumination and lower the energetic requirements. Yet, the predictions remain one order of magnitude below the measured flux. A flare significantly more energetic than the one produced by SGR 1806–20 in 2004 is thus required to explain the observed emission. Therefore, we conclude that, at the moment, an enhanced past activity of Sgr A* is still the preferred explanation for the outbursts reflected by the molecular clouds of the Sgr A complex.

7. Conclusion

Using high-spatial resolution data from the *Chandra* X-ray Observatory, we observed short and strong variations in the X-ray emission for the first time, from several clouds in the Sgr A complex. We confirm the general trend on large scales (few arcmin) that indicates that this emission is the reflection of a luminous episode of hard X-ray emission most likely due to the past activity of Sgr A*. We investigated smaller scale variations and in particular we report:

- The appearance in 2011 of a new bright and thin filament ($0.2 \times 1 \text{ pc}^2$) in the eastern part of the Bridge, in the direction of the superluminal propagation previously observed ([Ponti et al. 2010](#)). Based on a reasonable assumption about

its density, we conclude that the luminosity of Sgr A* was at least 10^{39} erg s⁻¹ in order to produce such a bright filament.

- The first detection of both an increasing and a decreasing phase for the same emitting structures. In particular we identify a two-year peaked emission that has propagated through the Bridge. This behavior is characterized well by analyses of both the Fe K α line and the 4–8 keV continuum.
- The presence of ten-year linear variations in all bright molecular structures of the Sgr A complex except for the Bridge. In particular we report the first 6.4 keV detection of intrinsic variations in MC1, characterized by a ten-year increase in its eastern side and a decrease in its western side with a similar temporal gradient. The MC2 and G0.11-0.11 clouds show only a ten-year linear decrease.

In theory, a two-year event could account for both the short variation seen in the Bridge and the longer trend detected in all other clouds. Nevertheless, the constraints derived under this hypothesis on the clouds' relative densities are not compatible with values given by molecular tracers and therefore this possibility is excluded. *Thus, the two behaviors characterized for the first time by the present work on the Sgr A complex are likely to be due to the reflection of two distinct past flares of Sgr A*.* The underlying level of activity of Sgr A* at times surrounding the time of the prominent flares is not well-constrained, but is possibly much higher than the current activity level of Sgr A*. Characterizing the frequency of such events along with their durations and their intensities will be fundamental to identifying the physical processes responsible for these past changes in the luminosity of Sgr A*. They could be due to catastrophic events such as, a transient jet induced by a partial stellar capture (Yu et al. 2011), a capture of planets (Zubovas et al. 2012), or the accretion of debris produced by tidal interaction of stars (Sazonov et al. 2012), but they can also be explained by stochastic variations of the accretion rate due to the emission of clumps by the winds of massive stars orbiting Sgr A* (Cuadra et al. 2008).

The present work emphasizes the importance of characterizing the most rapid variations that manifest themselves on small spatial scales. Indeed, we reveal a complex illumination pattern with rapid and fine variations. The timing of these variations is the key for spotlighting the simultaneity in the illuminated cloud behaviors and therefore for constraining the relative positions of the clouds. This aspect is ignored in most other approaches that rather rely on modeling the emission over large regions by averaging their intrinsic behavior.

A global scenario relating the detailed variations observed in the Sgr A complex to the other reflection features seen in the CMZ is beyond the scope of this paper. A global cloud modeling and an analysis of the reflection in the overall CMZ will be the subject of a future work.

Acknowledgements. The scientific results reported in this article are based on observations made by the *Chandra* X-ray Observatory and on data obtained from the *Chandra* Data Archive. This research has made use of software provided by the *Chandra* X-ray Center (CXC) in the application packages CIAO, ChIPS, and Sherpa. The molecular maps were obtained using the Mopra radio telescope, a part of the Australia Telescope National Facility which is funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO. The University of New South Wales (UNSW) digital filter bank (the

UNSW-MOPS) used for the observations with Mopra was provided with support from the Australian Research Council (ARC), UNSW, Sydney and Monash Universities, as well as the CSIRO. The authors acknowledge the support from the International Space Science Institute to the International Team 216 and the financial support from the UnivEarthS Labex program of Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02). M.C. acknowledges the Université Paris Sud 11 for financial support. M.M. acknowledges support from NASA. G.P. acknowledges support via an EU Marie Curie Intra-European fellowship under contract No. FP-PEOPLE-2012-IEF-331095. S.S. acknowledges the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) for financial support.

References

- Baganoff, F. K., Maeda, Y., Morris, M., et al. 2003, *ApJ*, 591, 891
 Capelli, R., Warwick, R. S., Cappelluti, N., et al. 2011, *A&A*, 525, L2
 Capelli, R., Warwick, R. S., Porquet, D., Gillessen, S., & Predehl, P. 2012, *A&A*, 545, A35
 Cuadra, J., Nayakshin, S., & Martins, F. 2008, *MNRAS*, 383, 458
 Degenaar, N., Wijnands, R., Cackett, E. M., et al. 2012, *A&A*, 545, A49
 Dogiel, V., Cheng, K.-S., Chernyshov, D., et al. 2009, *PASJ*, 61, 901
 Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, *MNRAS*, 403, 61
 Frederiks, D. D., Golenetskii, S. V., Palshin, V. D., et al. 2007, *Astron. Lett.*, 33, 1
 Gehrels, N. 1986, *ApJ*, 303, 336
 Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., et al. 2008, *ApJ*, 689, 1044
 Gillessen, S., Eisenhauer, F., Fritz, T. K., et al. 2009, *ApJ*, 707, L114
 Gillessen, S., Genzel, R., Fritz, T. K., et al. 2012, *Nature*, 481, 51
 Gillessen, S., Genzel, R., Fritz, T. K., et al. 2013, *ApJ*, 763, 78
 Greene, J. E., & Ho, L. C. 2007, *ApJ*, 667, 131
 Hurley, K., Boggs, S. E., Smith, D. M., et al. 2005, *Nature*, 434, 1098
 Inui, T., Koyama, K., Matsumoto, H., & Tsuru, T. G. 2009, *PASJ*, 61, 241
 Jones, P. A., Burton, M. G., Cunningham, M. R., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 2961
 Kennea, J. A., Burrows, D. N., Kouveliotou, C., et al. 2013, *ApJ*, 770, L24
 Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., et al. 1996, *PASJ*, 48, 249
 Koyama, K., Hyodo, Y., Inui, T., et al. 2007, *PASJ*, 59, 245
 Melia, F., & Falcke, H. 2001, *ARA&A*, 39, 309
 Mori, K., Gotthelf, E. V., Zhang, S., et al. 2013, *ApJ*, 770, L23
 Morris, M., & Serabyn, E. 1996, *ARA&A*, 34, 645
 Muno, M. P., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Park, S., & Morris, M. R. 2007, *ApJ*, 656, L69
 Murakami, H., Koyama, K., Sakano, M., Tsujimoto, M., & Maeda, Y. 2000, *ApJ*, 534, 283
 Nandra, K., & George, I. M. 1994, *MNRAS*, 267, 974
 Nobukawa, M., Koyama, K., Tsuru, T. G., Ryu, S. G., & Tatischeff, V. 2010, *PASJ*, 62, 423
 Nobukawa, M., Ryu, S. G., Tsuru, T. G., & Koyama, K. 2011, *ApJ*, 739, L52
 Nowak, M. A., Neilsen, J., Markoff, S. B., et al. 2012, *ApJ*, 759, 95
 Park, S., Muno, M. P., Baganoff, F. K., et al. 2004, *ApJ*, 603, 548
 Ponti, G., Terrier, R., Goldwurm, A., Belanger, G., & Trap, G. 2010, *ApJ*, 714, 732
 Ponti, G., Morris, M. R., Terrier, R., & Goldwurm, A. 2013, in *Cosmic Rays in Star-Forming Environments*, eds. D. F. Torres, & O. Reimer, *Adv. Solid State Phys.*, 34, 331
 Rea, N., Esposito, P., Israel, G. L., et al. 2013, *ATel*, 5032, 1
 Revnivtsev, M. G., Churazov, E. M., Sazonov, S. Y., et al. 2004, *A&A*, 425, L49
 Ryu, S. G., Nobukawa, M., Nakashima, S., et al. 2013, *PASJ*, 65, 33
 Sazonov, S., Sunyaev, R., & Revnivtsev, M. 2012, *MNRAS*, 420, 388
 Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *ApJ*, 724, 1044
 Sunyaev, R., & Churazov, E. 1998, *MNRAS*, 297, 1279
 Sunyaev, R. A., Markevitch, M., & Pavlinsky, M. 1993, *ApJ*, 407, 606
 Tatischeff, V., Decourchelle, A., & Maurin, G. 2012, *A&A*, 546, A88
 Terrier, R., Ponti, G., Bélanger, G., et al. 2010, *ApJ*, 719, 143
 Tsuboi, M., Handa, T., & Ukita, N. 1999, *ApJS*, 120, 1
 Yu, Y.-W., Cheng, K. S., Chernyshov, D. O., & Dogiel, V. A. 2011, *MNRAS*, 411, 2002
 Yusef-Zadeh, F., Law, C., & Wardle, M. 2002, *ApJ*, 568, L121
 Zubovas, K., Nayakshin, S., & Markoff, S. 2012, *MNRAS*, 421, 1315

Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud

M. Clavel,^{1,2★} S. Soldi,¹ R. Terrier,¹ V. Tatischeff,³ G. Maurin,⁴ G. Ponti,⁵
A. Goldwurm^{1,2} and A. Decouchelle^{2,6}

¹*AstroParticule et Cosmologie, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/DSM, Observatoire de Paris, Sorbonne Paris Cité; 10, rue Alice Domon et Léonie Duquet, F-75205 Paris Cedex 13, France*

²*Service d'Astrophysique/IRFU/DSM, CEA Saclay; Bât. 709, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

³*Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière, CNRS/IN2P3, Université Paris-Sud, F-91405 Orsay, France*

⁴*Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, Université de Savoie, CNRS/IN2P3, F-74941 Annecy-le-Vieux, France*

⁵*Max-Planck-Institute for Extraterrestrial Physics, Garching, PSF 1312, D-85741 Garching, Germany*

⁶*Laboratoire AIM (CEA/Irfu, CNRS/INSU, Université Paris VII), CEA Saclay; Bât. 709, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

Accepted 2014 June 19. Received 2014 June 19; in original form 2014 May 30

ABSTRACT

The origin of the iron fluorescent line at 6.4 keV from an extended region surrounding the Arches cluster is debated and the non-variability of this emission up to 2009 has favoured the low-energy cosmic ray origin over a possible irradiation by hard X-rays. By probing the variability of the Arches cloud non-thermal emission in the most recent years, including a deep observation in 2012, we intend to discriminate between the two competing scenarios. We perform a spectral fit of *XMM-Newton* observations collected from 2000 to 2013 in order to build the Arches cloud light curve corresponding to both the neutral Fe K α line and the X-ray continuum emissions. We reveal a 30 per cent flux drop in 2012, detected with more than 4σ significance for both components. This implies that a large fraction of the studied non-thermal emission is due to the reflection of an X-ray transient source.

Key words: ISM: clouds – cosmic rays – Galaxy: centre – X-rays: ISM.

1 INTRODUCTION

The Arches cluster is a massive star cluster located within the Galactic Centre region, at about 11 arcmin to the Galactic north-east of Sagittarius A*. The X-ray emission of the cluster is associated with a thermal component that is thought to originate from collisions of winds from massive stars (Yusef-Zadeh et al. 2002; Wang, Dong & Lang 2006; Tsujimoto, Hyodo & Koyama 2007). A diffuse and more extended non-thermal emission, including the neutral iron fluorescent line at 6.4 keV, has also been detected from a region directly surrounding the star cluster. This emission could be created either by the interaction of low-energy hadronic cosmic-rays with molecular material surrounding the cluster (Tatischeff, Decouchelle & Maurin 2012) or by a strong X-ray irradiation as in other clouds of the central molecular zone (CMZ; Clavel et al. 2013; Ponti et al. 2013, and references therein). Both scenarios are compatible with the *XMM-Newton* observations collected up to 2009 (Capelli et al. 2011b; Tatischeff et al. 2012) and also with the latest *NuSTAR* characterization of the higher energy emission (Krivonos et al. 2014). However, due to the constant Fe K α line emission and the absence of clear molecular counterpart of the

X-ray emission, the low-energy cosmic ray protons scenario has been favoured (Tatischeff et al. 2012).

In this Letter, we add *XMM-Newton* observations spanning three years more compared to the previous studies of the Arches non-thermal emission. In particular, we include data from the 2013 monitoring of Sgr A* and a deep observation obtained in 2012 during a scan of the CMZ. We find a significant decrease of both the 6.4 keV and the continuum emissions in the 2012 data set, suggesting that a significant part of the non-thermal emission is due to reflection. In Section 2, we present the data and its reduction. The results of our analysis are detailed in Section 3, and the origin of the non-thermal emission is discussed in Section 4.

2 XMM-NEWTON OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

We analysed all the *XMM-Newton*/EPIC observations available since 2000 and including the Arches cluster region (reported in Table A1). The data reduction was carried out using the *XMM-Newton* Extended Source Analysis Software (ESAS; Snowden et al. 2008) included in version 12.0.1 of the *XMM-Newton* Science Analysis Software (SAS). Calibrated event lists were produced for each exposure using the SAS *emchain* and *epchain* scripts and ESAS mos-filter and pn-filter were used to exclude periods affected by soft proton flaring.

★E-mail: maica.clavel@apc.univ-paris7.fr

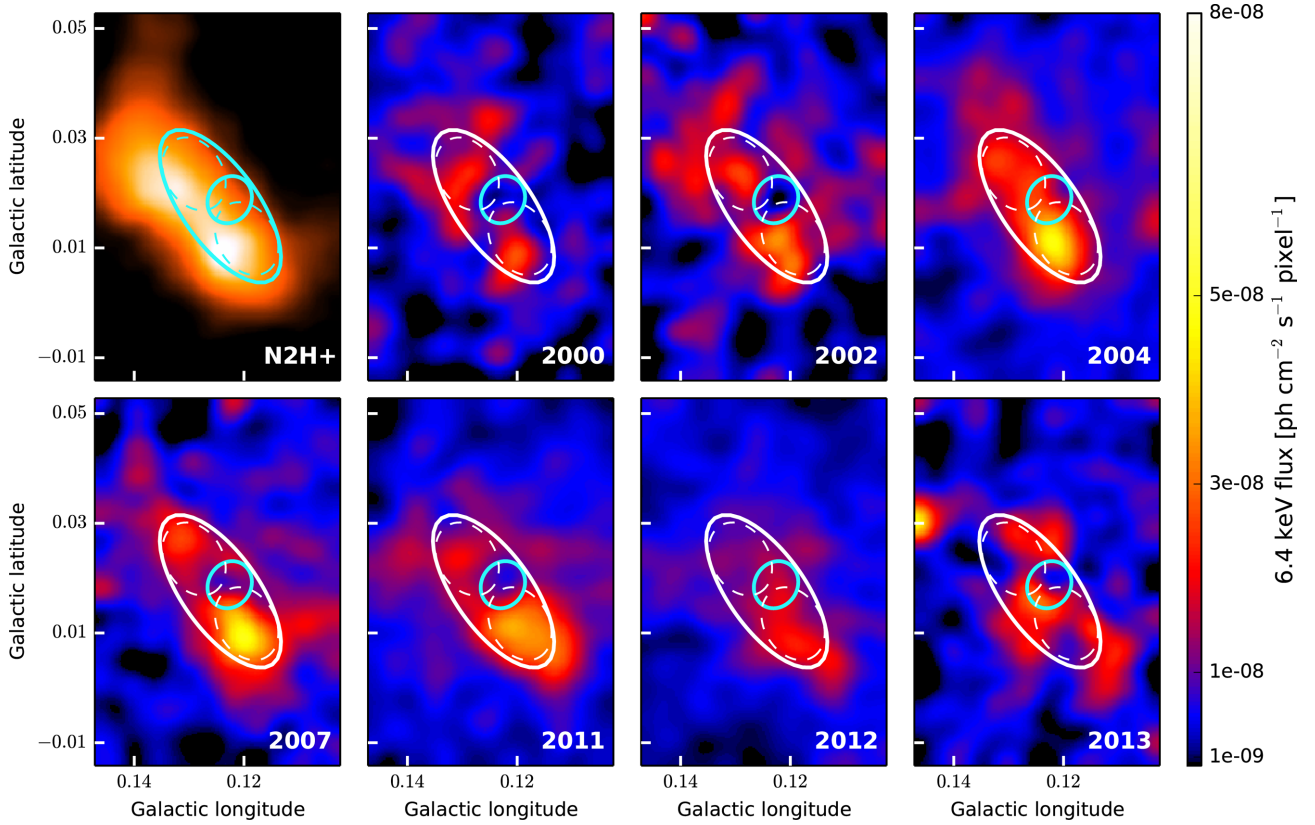


Figure 1. Top left: Mopra N_2H^+ map of the Arches cloud position integrated between -40 and -10 km s^{-1} (Jones et al. 2012). A significant molecular contribution is there albeit a slight shift of the molecular emission to the south-east compared to the X-ray emission of the Arches region. Others: continuum and background subtracted $\text{Fe K}\alpha$ maps of the Arches cluster region for seven different years, from top left to bottom right: 2000, 2002, 2004, 2007, 2011, 2012 and 2013. The maps are displayed in Galactic coordinates and smoothed using a Gaussian kernel of 20 arcsec radius. The solid white ellipse is the cloud region, the cyan ellipse is the cluster region, and the two dashed ellipses are two cloud subregions: north and south. The overall cloud shows morphological variations from period to period with a clear decrease in the overall emission in 2012.

Background- and continuum-subtracted mosaic images have been created in the energy band 6.32–6.48 keV (Fig. 1). To produce them, we created the quiescent particle background (QPB) images, the count images and model exposure maps for each observation and each instrument, using *mos-spectra*, *pn-spectra*, *mos_back* and *pn_back* in the two energy bands 6.32–6.48 keV and 3–6 keV. The combined exposure map was computed taking into account the different efficiencies of the three instruments. The contribution of the continuum to the 6.4 keV line was estimated using the extrapolation of the 3–6 keV emission and assuming an absorbed power-law spectrum with a photon index $\Gamma = 2$ and a column density $N_{\text{H}} = 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. The *Chandra* analysis tool *reproject_image_grid* was used to correctly reproject the maps of each instrument and each observation within the same year and to mosaic them. For each year, the total background mosaic and the estimated continuum mosaic were then subtracted from the 6.4 keV count mosaic and normalized by the total exposure to obtain the final count rate mosaics.

All spectra used in the analysis were extracted with the *ESAS mos-spectra* and *pn-spectra* scripts. In particular, the region defined to study the variability of the X-ray emission corresponds to the elliptical region where the brightest 6.4 keV emission is detected (largest ellipse in Fig. 1, referred as ‘Cloud’ in Table 1). The Arches cluster (blue ellipse in Fig. 1, referred as ‘Cluster’ in Table 1) has been excluded from the former region for the analysis. We point out that this spectral extraction region is very similar to the one used in

Table 1. Elliptical regions used for the spectral extraction.

Region	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	Axes (arcsec)	Angle ($^\circ$)
Cloud	0.124	0.018	58.9, 25.1	125.4
Cluster (excl.)	0.123	0.019	16.0, 14.0	58.6
Bkg test	0.134	-0.031	100.8, 48.3	125.42
NuStar	0.122	0.019	50, 50	–

Tatischeff et al. (2012). The QPB was obtained using filter wheel closed event lists provided by the *ESAS* calibration data base. For each region, background spectra were extracted for each EPIC camera at the same position in instrumental coordinates using the *pn-spectra* and *mos-spectra* tasks. These spectra were then normalized to the level of QPB in the observations, using *pn_back* and *mos_back*. Spectrum counts are grouped to have at least 30 counts per bin and then fitted using modified chi-square statistics. The errors are given by the confidence interval of the fits at 1σ .

In order to study the astrophysical background contributing to the measured flux, we extracted spectra from several large regions surrounding the Arches cloud and fitted the corresponding spectra with a two-thermal-plasma model accounting for the Galactic thermal emission (at 1 and 7 keV; Munro et al. 2004). The ratio between the normalization of the soft and of the hot components has different values depending on the region we consider. This difference is to be linked to the strong anisotropy of the spatial distribution of the soft

emission. Therefore, getting a precise estimate of the astrophysical background at the position of the Arches cloud is not straightforward. Nevertheless, using an elliptical region (referenced as ‘Bkg test’ in Table 1) that has a sufficient coverage for all years, we fitted the normalization of the hot plasma (fixing the ratio between the two components at its mean value of 5.5). The weighted average of the hot plasma normalization is then $I_{7\text{ keV}} = 11.4 \pm 0.3 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$ with a maximal amplitude for the variation lower than 6.6 per cent.

To account for the emission of the Arches cloud region we used the following model:

$$wabs \times (apec + powerlaw) + gaussian. \quad (1)$$

A similar model was used by Tatischeff et al. (2012) but here we do not correct the iron line emission for the overall absorption.¹ According to the parameters derived for the Arches cloud from the overall *XMM-Newton* data set (table 3 in Tatischeff et al. 2012), we fixed the temperature of the plasma component (*apec*) to $kT = 2.2 \text{ keV}$, the cloud metallicity to $Z = 1.7 Z_{\odot}$, the index of the *powerlaw* to $\Gamma = 1.6$, the centroid energy and width of the *gaussian* to $E_{6.4\text{ keV}} = 6.4 \text{ keV}$ and $\Delta E_{6.4\text{ keV}} = 10 \text{ eV}$, respectively. The free parameters are therefore the overall absorption and the normalizations of the plasma, of the line and of the reflection continuum components. For each year, we fit these four parameters between 2 and 7.5 keV on all spectra simultaneously. All fits were satisfactory, giving reduced $\chi^2 \sim 1$. We also tested a similar model including two thermal plasma at 1 and 7 keV, respectively, in order to better account for the astrophysical background present in the data. This second model gave consistent results regarding the Fe $K\alpha$ line emission. Interpreting the continuum component is more complex since it highly depends on the astrophysical background estimation. However, as discussed above, the steadiness of the astrophysical background is such that any variation larger than 10 per cent can only be attributed to a variation of the Arches cloud emission.

3 VARIATION OF THE X-RAY NON-THERMAL EMISSION

Fig. 1 presents the Fe $K\alpha$ line emission of the Arches region for seven different years between 2000 and 2013 along with the best correlation found for the molecular material in the region. The overall X-ray emission is distributed within an elongated ellipse, centred on the Galactic east of the Arches cluster. This shape is fully consistent with the morphology of the N_2H^+ ($J=1-0$) emission seen by Mopra around -25 km s^{-1} (Jones et al. 2012). However, its exact position is shifted by about 18 arcsec compared to the molecular data. This is larger than the 10 arcsec pointing error mentioned by Jones et al. (2012). Nevertheless, the higher antenna temperature in the Galactic south of the Arches ellipse is consistent with the brightest emission observed in the Fe $K\alpha$ line. This is in agreement with the fluxes reported by Capelli et al. (2011b), and with the position shift of the hard X-ray emission detected by Krivonos et al. (2014) using *NuSTAR*. We also point out that this south molecular core is not seen in the CS line at the corresponding velocity (Tsuboi,

¹ The absorption correction relies on the N_H value fitted to the softer part of the spectrum, which also depends on the background subtraction. This would force the correlation between the line and the continuum emissions.

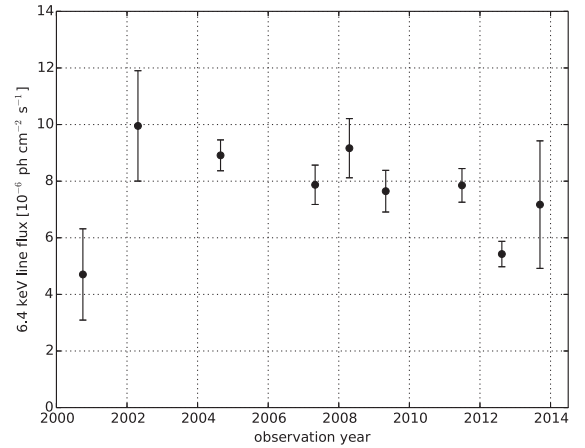


Figure 2. Fe $K\alpha$ line flux light curve of the Arches cloud. The emission is compatible with a constant emission up to 2011 with an average value of $F_{6.4\text{ keV}} = 8.2 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ but the constant fit on the whole period is rejected at 4.3σ due to a more than 30 per cent drop in 2012.

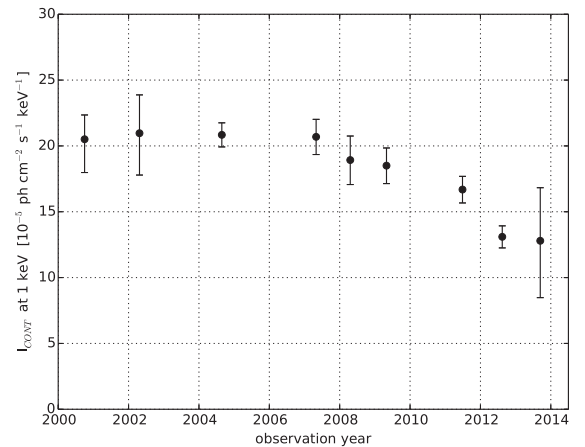


Figure 3. Continuum flux light curve associated with the power-law component of the Arches cloud. The light curve is compatible with a constant emission up to 2011 with an average value of $I_{\text{cont}} = 19.3 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ but the constant fit on the whole period is rejected at 5.6σ .

Handa & Ukita 1999). This is a hint that the CS emission might be self-absorbed at this position, indicating a rather dense core.

From Fig. 1, it is also clear that the Fe $K\alpha$ line emission is varying over the 2000–2013 time period with both morphological and intensity changes. In particular, both the north and south subregions of the Arches cloud (dashed ellipses) seem to be increasing and then decreasing in flux, with a peak in 2004 and 2007, respectively. In 2012, there is an overall decrease of the emission. In spite of a relatively shallow exposure in 2013, the overall morphology looks quite different from what is seen in the previous years, since the emission seems to surround the N_2H^+ dense cores.

In order to confirm the variations seen in the images, we performed spectral fits of the Arches cloud data (excluding the cluster) using the model detailed in Section 2. Figs 2 and 3 present the variations of the Fe $K\alpha$ line flux and of the power-law continuum

emission, respectively. Both components are varying significantly with a rejection of the constant fit at 4.3 and 5.6σ , respectively, and both have dropped by more than 30 per cent in 2012. When a Pearson correlation test is applied to the power-law continuum flux as a function of the 6.4 keV flux (following the prescription of Pozzi, Di Matteo & Aste 2012 to take uncertainties into account), a correlation is detected at 3σ confidence level and the linear fit results in a slope of 1.0 ± 0.3 , indicating that most of the power-law continuum is indeed linked to the 6.4 keV emission. As expected in this case, the equivalent width of the Fe K α line is compatible with being constant over time with an average value $EW = 0.9 \pm 0.1$ keV (rejection at less than 0.2σ). The two other free parameters of the spectral fit are compatible with being constant over the 13-year period and the weighted mean values are $N_H = 6.0 \pm 0.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ for the absorption and $I_{2.2\text{keV}} = 3.6 \pm 0.7 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$ for the normalization of the thermal plasma. We point out that the normalization of the plasma given here does not consider the 2007 value that is significantly higher due to a contamination from the flaring cluster (Capelli et al. 2011a).

To compare our values to the ones presented in Tatischeff et al. (2012), we also divided the 2004 data set in two time periods and performed a constant fit of the data up to 2009. For this restricted data set, both the Fe K α line flux and the power-law continuum normalization are compatible with being constant (rejection at less than 1.4σ) and result in $F_{6.4\text{keV}} = 8.3 \pm 1.0 \times 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (9.6 ± 1.0 , if corrected for the absorption) and $I_{\text{cont}} = 20.1 \pm 1.6 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$, respectively. Both values are compatible with Tatischeff et al. (2012) results even if the continuum component cannot be directly compared due to different background estimations in the two analyses. The individual data points are also compatible within the error bars, except for the 2000 point for which values are about 2σ apart. We can exclude that this discrepancy is due to a different position of the source within the field of view compared to the 2002–2009 observations. Indeed, the systematic error associated² is negligible compared to the 1σ error bars given by the fit. The difference is most likely due to the poor quality of the corresponding data set but it has not been fully identified. In any case, we point out that excluding the 2000 data point does not change the significance of the constant fit rejection.

The *XMM-Newton* observations of autumn 2012 can also be compared to the *NuSTAR* observations collected in the same period (Krivonos et al. 2014). To do so, we extracted spectra from a circular region of 50 arcsec radius centred on the cluster (referred as ‘NuStar’ in Table 1) and fitted them with the same model (equation 1) but fixing the overall absorption, the temperature of the plasma and the index of the power law to the *NuSTAR* values (table 5 and model 1 in Krivonos et al. 2014). The values found for the Fe K α line flux (corrected for absorption, $F_{6.4\text{keV}} = 1.02 \pm 0.06 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), for the normalization of the plasma ($I_{1.76\text{keV}} = 50 \pm 1 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$) and of the continuum ($I_{\text{cont}} = 1.58 \pm 0.08 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ over 3–20 keV) are fully compatible with the values stated by Krivonos et al. (2014) for the same region. Since the absolute cross calibration factor between *XMM-Newton* and *NuSTAR* is less than 3 per cent (Risaliti et al. 2013), we infer that the apparent consistency between Tatischeff

et al. (2012) and Krivonos et al. (2014) fluxes is to be linked to the larger region considered in the later work. The *NuSTAR* value is therefore consistent with the 2012 emission drop.

4 DISCUSSION: ORIGIN OF THE NON-THERMAL EMISSION

The non-thermal emission measured in the region surrounding the Arches cluster could be created by either a particle bombardment or a strong hard X-ray irradiation by an external source. Since the spectrum of the Arches cloud does not provide enough information to discriminate between the two models (Capelli et al. 2011b; Tatischeff et al. 2012; Krivonos et al. 2014), the remaining diagnostics are linked to the location of the emission and its variability.

The absence of correlation between this non-thermal X-ray emission and known molecular features at other wavelengths was supporting the particle bombardment scenario. In this work, we identified for the first time a relevant molecular counterpart of the 6.4 keV emission using the N₂H⁺ tracer. In particular, the overall morphology of the molecular structure with a two-lobe shape is in good agreement with the X-ray image. This supports the reflection scenario. The peak to peak correlation is not fully verified because of the slight shift mentioned in Section 3. However, the exact distribution of the gas might be different than the one given by this molecular tracer, and the complex propagation of the X-ray signal within this structure may also account for the displacement (Clavel et al. 2013).

Furthermore, the 30 per cent decrease within about one year, detected for both the 6.4 keV line and the continuum emissions, can only be explained by the reflection of hard X-ray irradiation. Indeed, the diffusion time-scale and the possible rate of energy losses of the low-energy cosmic ray protons only allow for an emission decrease on much longer time-scales (decades) and the energetic required for low-energy cosmic ray electrons is not realistic (Tatischeff et al. 2012). Therefore, the significant variation of the non-thermal emission detected for the first time in this work is the key element to conclude that a significant fraction of this emission is due to reflection.

The source at the origin of the X-ray emission from the Arches cloud is unlikely to be located within the Arches cluster (Capelli et al. 2011b; Tatischeff et al. 2012). Moreover, the variability observed is not isolated since variations have already been observed in nearby structures (Capelli et al. 2011b) and, on larger scale, within the Sgr A region (Ponti et al. 2010; Clavel et al. 2013). A large fraction of the non-thermal emission of the Arches cloud is therefore likely due to the past activity of Sgr A*, as is the emission of most of the regions listed above.

ACKNOWLEDGEMENTS

The scientific results reported in this article are based on observations obtained with *XMM-Newton*, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States and NASA. The molecular map was obtained using the Mopra radio telescope, a part of the Australia Telescope National Facility which is funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO. MC acknowledges the Université Paris Sud 11 for financial support. SS acknowledges the Centre National d’Etudes

² This systematic error is related to the effective area of the EPIC camera (Tatischeff et al. 2012). We tested this effect on our data set by computing the flux of the Sgr A east region as a function of its offset within the detector. We found a maximal amplitudenbsp;<4 per cent for this systematic.

Spatiales (CNES) for financial support. GP acknowledges support via an EU Marie Curie Intra-European fellowship under contract no. FP-PEOPLE-2012-IEF-331095. Partial support through the COST action MP0905 Black Holes in a Violent Universe is acknowledged.

REFERENCES

- Capelli R., Warwick R. S., Cappelluti N., Gillessen S., Predehl P., Porquet D., Czesla S., 2011a, *A&A*, 525, L2
 Capelli R., Warwick R. S., Porquet D., Gillessen S., Predehl P., 2011b, *A&A*, 530, A38
 Clavel M., Terrier R., Goldwurm A., Morris M. R., Ponti G., Soldi S., Trap G., 2013, *A&A*, 558, A32
 Jones P. A. et al., 2012, *MNRAS*, 419, 2961
 Krivonos R. A. et al., 2014, *ApJ*, 781, 107
 Muno M. P. et al., 2004, *ApJ*, 613, 326
 Ponti G., Terrier R., Goldwurm A., Belanger G., Trap G., 2010, *ApJ*, 714, 732
 Ponti G., Morris M. R., Terrier R., Goldwurm A., 2013, in Burton W. B., ed., *Astrophysics and Space Science Proceedings*, Vol. 34, Cosmic Rays in Star-Forming Environments. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, p. 331
 Pozzi F., Di Matteo T., Aste T., 2012, *Eur. Phys. J. B*, 85, 175
 Risaliti G. et al., 2013, *Nature*, 494, 449
 Snowden S. L., Mushotzky R. F., Kuntz K. D., Davis D. S., 2008, *A&A*, 478, 615
 Tatischeff V., Decourchelle A., Maurin G., 2012, *A&A*, 546, A88
 Tsuboi M., Handa T., Ukita N., 1999, *ApJS*, 120, 1
 Tsujimoto M., Hyodo Y., Koyama K., 2007, *PASJ*, 59, 229
 Wang Q. D., Dong H., Lang C., 2006, *MNRAS*, 371, 38
 Yusef-Zadeh F., Law C., Wardle M., Wang Q. D., Fruscione A., Lang C. C., Cotera A., 2002, *ApJ*, 570, 665

APPENDIX A: OBSERVATION SELECTION

The observations used in the analysis are listed in Table A1, along with the corresponding clean exposure and the fraction of the Arches cloud region covered by each instrument. Any instrument presenting either less than 7 ks clean exposure or less than 80 per cent coverage has been discarded from the spectral analysis. We preferred to exclude observations with a low coverage in order to avoid a bias due to the non uniform spatial distribution of the emission within the region.

Table A1. *XMM-Newton* observations used in this work.

Date	Obs. ID	Exposure ^a (ks)			Coverage ^b		
		<i>m1</i>	<i>m2</i>	pn	<i>m1</i>	<i>m2</i>	pn
2000-09-19	0112970401	22.2	22.1	18.6	1.00	1.00	0.90
2000-09-21	0112970501	14.0	14.6	5.3	0.97	0.99	0.91
2002-02-26	0111350101	42.2	41.5	38.5	1.00	1.00	0.64
2002-10-03	0111350301	7.5	7.9	6.4	0.99	1.00	0.53
2004-03-28	0202670501	32.9	30.4	14.8	1.00	1.00	1.00
2004-03-30	0202670601	32.6	35.2	25.6	1.00	1.00	0.99
2004-08-31	0202670701	78.8	84.5	59.5	1.00	0.99	1.00
2004-09-02	0202670801	94.6	98.6	70.0	1.00	0.98	1.00
2007-02-27	0506291201	22.7	24.8	0	1.00	0.90	0
2007-03-30	0402430701	26.3	28.0	18.1	0	1.00	1.00
2007-04-01	0402430301	60.7	62.9	53.3	0	1.00	0.99
2007-04-03	0402430401	40.6	41.2	26.7	0	1.00	1.00
2007-09-06	0504940201	8.9	9.3	5.9	1.00	1.00	0.39
2008-03-23	0505670101	73.5	74.3	49.0	0	1.00	1.00
2009-04-01	0554750401	32.4	33.5	30.2	0	1.00	1.00
2009-04-03	0554750501	41.0	41.6	36.6	0	1.00	0.99
2009-04-05	0554750601	37.0	36.8	28.7	0	1.00	0.99
2011-03-28	0604300601	31.3	32.7	24.1	0	1.00	0.99
2011-03-30	0604300701	37.3	41.9	22.6	0	1.00	1.00
2011-04-01	0604300801	35.1	34.9	31.5	0	1.00	1.00
2011-04-03	0604300901	21.4	22.4	15.3	0	1.00	0.99
2011-04-05	0604301001	39.8	41.6	23.6	0	1.00	0.99
2011-08-31	0658600101	47.6	48.0	45.2	1.00	1.00	0.45
2011-09-01	0658600201	40.4	43.0	37.0	1.00	1.00	0.47
2012-03-13	0674600601	9.1	10.2	8.1	0	1.00	0.90
2012-03-15	0674600701	13.5	14.4	8.9	0	1.00	0.93
2012-03-17	0674601101	10.7	11.1	7.0	0	1.00	0.98
2012-03-19	0674600801	18.3	18.5	15.2	0	1.00	0.99
2012-03-21	0674601001	20.9	21.6	17.4	0	1.00	1.00
2012-08-31	0694640301	40.1	40.1	38.6	0	0.36	0.57
2012-09-02	0694640401	44.4	44.0	13.1	0.97	1.00	0.88
2012-09-24	0694641101	39.7	39.8	38.8	0.95	0.94	0.88
2012-09-26	0694641201	39.8	40.5	38.2	1.00	0.90	1.00
2013-08-30	0724210201	42.6	43.7	40.5	0	1.00	0.50
2013-09-22	0724210501	32.7	32.9	26.5	0	1.00	0.48

Note: ^a Clean exposure at the Arches cloud position, for each of the EPIC camera instruments: MOS1 (*m1*), MOS2 (*m2*) and PN (*pn*).

^b Fraction of the Arches cloud region covered by the observations.

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

Table des figures

1.1	Aspect des trous noirs de Schwarzschild et de Kerr	9
1.2	Contraintes sur la position, la taille et la masse de Sgr A [*]	17
1.3	Paramètres orbitaux de l'étoile S2	18
1.4	Images de Sgr A [*] en radio, en infrarouge proche et en rayons X	19
1.5	Contraintes spectrales pour l'émission de Sgr A [*]	20
1.6	Images de Sgr A [*] avant et pendant un sursaut en X et en IR	23
2.1	La Voie Lactée vue depuis le pôle nord Galactique	28
2.2	Cartographies des 4 parsecs centraux	30
2.3	Cartographies des 20 parsecs centraux	31
2.4	Observation radio de la zone moléculaire centrale	33
2.5	Dynamique de la molécule N ₂ H ⁺ dans la CMZ	34
2.6	Modèles 3D proposés pour la distribution des nuages moléculaires	37
2.7	Images de la zone moléculaire centrale entre 0.5 et 12 keV.	40
3.1	Satellites <i>Chandra</i> et <i>XMM-Newton</i>	44
3.2	Exemple de données brutes fournies par les télescopes X	45
3.3	Schéma de principe du système d'optique adaptative au VLT	59
3.4	Cartes de données illustrant les étapes de la réduction des données IR	66
3.5	Régions et courbes de lumière servant à la calibration des données IR	68
4.1	Exemple de spectres d'émission synchrotron et synchrotron self Compton	75
4.2	Spectres de Sgr A [*] mesurés en rayons X lors de différents sursauts	78
4.3	Indices spectraux de Sgr A [*] mesurés lors de sursauts en infrarouge	79
4.4	Courbes de lumière de Sgr A [*] obtenues lors d'observations multi-longueur d'onde . .	80
4.5	Modèles spectraux ajustés à des données multi-longueur d'onde	83
4.6	Modèle d'expansion adiabatique de van der Laan (1966)	84
4.7	Objectif principal de la campagne d'observation de 2012	85
5.1	Courbes de lumière de Sgr A [*] obtenues les 13, 15, 17, 19 et 21 mars 2012	89
5.2	Indice spectral de l'étoile S2 mesuré dans nos données	92

5.3	Courbes de lumière de Sgr A* obtenues avec VLT/NACO le 17 mars 2012	93
5.4	Courbes de lumière de Sgr A* obtenues avec VLT/NACO le 19 mars 2012	94
5.5	Courbes de lumière de Sgr A* obtenues avec VLT/NACO le 21 mars 2012	95
5.6	Couleurs de Sgr A* mesurées pendant la campagne d'observation de 2012	99
5.7	Couleurs de Sgr A* le 19 mars 2012 en supposant différents niveaux de fond	100
5.8	Couleurs moyennes de Sgr A* durant les deux sursauts du 19 mars 2012	100
5.9	Spectre large bande de Sgr A* relatif au sursaut du 19 mars 2012	103
5.10	Mesures VLBA réalisées après des événements déclencheurs détectés en infrarouge .	105
6.1	Section efficace d'absorption des éléments constituant le milieu interstellaire	111
6.2	Section efficace des processus de diffusion et profil d'une raie d'émission diffusée . .	114
6.3	Spectres de réflexion calculés pour quatre nuages de densités et de positions distinctes	116
6.4	Paramètres décrivant le processus de réflexion d'un événement sur un nuage	118
6.5	Distribution de matière créée à partir du modèle de Molinari et al. (2011)	122
6.6	Simulation de la propagation d'un événement au centre Galactique	123
6.7	Courbes de lumière simulées pour différents nuages et différents événements	125
6.8	Contraintes théoriques déduites des nuages illuminés sur le rayonnement incident . .	128
7.1	Le complexe Sgr A vu par Mopra et <i>Chandra</i>	133
7.2	Intensité de la raie N_2H^+ à -10 , $+20$ et $+50 \text{ km s}^{-1}$ dans le complexe Sgr A	134
7.3	Les 30 parsecs centraux vus par <i>XMM-Newton</i>	136
7.4	Configuration proposée en 2010 pour rendre compte de l'activité passée de Sgr A* . .	137
7.5	Spectres extraits de la région du Bridge en 2002, 2008 et 2011	139
7.6	Courbes de lumière <i>Chandra</i> et <i>XMM-Newton</i> de la région du Bridge	141
7.7	Courbes de lumière <i>Chandra</i> et <i>XMM-Newton</i> des nuages MC1 et MC2	141
7.8	Variations morphologiques de l'émission X du complexe Sgr A entre 1999 et 2011 .	142
7.9	Filament du nuage Br2 apparu en 2011 : spectre et image	144
7.10	Variations morphologiques de l'émission à l'intérieur du Bridge entre 2008 et 2011 .	145
7.11	Courbes de lumière extraites de six sous-régions du Bridge	145
7.12	Variations morphologiques de l'émission dans MC1 et MC2 entre 2000 et 2011 . . .	147
7.13	Courbes de lumière extraites de six sous-régions du nuage MC1	147
7.14	Analyse systématique des variations entre 4 et 8 keV : données <i>Chandra</i>	149
7.15	Analyse systématique des variations du complexe Sgr A : résultats <i>Chandra</i>	150
7.16	Courbes de lumière de quatre régions présentant un flux constant entre 4 et 8 keV . .	151
7.17	Courbes de lumière présentant une variation piquée extraites du Bridge	152
7.18	Courbes de lumière présentant une variation linéaire extraites de MC1 et MC2	152
7.19	Courbes de lumière présentant une variation linéaire extraites de G0.11-0.11	152
7.20	Résumé des variations mises en évidence dans le complexe Sgr A	154
8.1	Comparaison des relevés <i>XMM</i> réalisés en 2000 et 2012 & nomenclature associée . .	157

8.2	Courbes de lumière décroissantes extraites dans la région de Sgr B2	159
8.3	Emissions thermique et non thermique de l'amas des Arches et du nuage alentour . .	162
8.4	Evaluation de l'erreur systématique liée à la position dans le détecteur <i>XMM</i> /EPIC .	165
8.5	Variations morphologiques de l'émission du nuage des Arches entre 2000 et 2013 . .	166
8.6	Courbes de lumière du nuage des Arches à 6.4 keV et dans le continu	167
8.7	Corrélation entre les flux de la raie Fe K α et du continu, largeur équivalente associée	168
8.8	Analyse systématique des variations à 6.4 keV dans la CMZ : données <i>XMM</i>	171
8.9	Analyse systématique des variations du complexe Sgr A : résultats <i>XMM</i>	173
8.10	Courbes de lumière confirmant les variations linéaires dans les nuages MC1 et MC2 .	174
8.11	Courbes de lumière confirmant les variations linéaires dans le nuage G0.11–0.11 . .	174
8.12	Courbes de lumière confirmant la variation rapide dans le Bridge	175
8.13	Courbes de lumière présentant les variations à petite échelle de la région des Arches .	176
8.14	Analyse systématique des variations à 6.4 keV dans la CMZ : résultats <i>XMM</i>	177
8.15	Courbes de lumière présentant les variations à petite échelle de Sgr B et Sgr C	177
9.1	Comparaison des émissions moléculaire, radio et à 6.4 keV dans la CMZ	185
9.2	Diagrammes HID de trois binaires X	188
9.3	Etat dur et état mou établis à partir des spectres de GRO J1655–40	189
9.4	Flux à 6.4 keV pouvant être créé dans le filament du Bridge par des binaires X	190
9.5	Caractéristiques temporelles et spectrales de l'éruption géante de SGR 1806–20 . . .	192
9.6	Contraintes issues des études précédentes sur la courbe de lumière passée de Sgr A* .	194
9.7	Distribution 3D du complexe Sgr A associée à deux scénarios d'illumination différents	196
9.8	Comparaison des courbes de lumière du Bridge à celles produites par simulation . . .	200
9.9	Comparaison des courbes de lumière de MC1 à celles produites par simulation . . .	201
9.10	Comparaison d'une courbe de lumière de Sgr B2 à celles produites par simulation . .	203

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques des imageurs à bord de <i>Chandra</i> et <i>XMM-Newton</i>	46
3.2	Détail des observations <i>Chandra</i> utilisées	49
3.3	Détail des observations <i>XMM-Newton</i> utilisées	52
3.4	Caractéristiques des observations infrarouges réalisées avec VLT/NACO	63
3.5	Liste des observations relatives à la campagne multi-longueur d’onde de mars 2012 .	65
3.6	Paramètres utilisés pour la calibration des données VLT/NACO	67
5.1	Résumé des propriétés spectrales des sursauts de Sgr A* en IR	96
6.1	Paramètres d’absorption et d’émission des atomes du milieu interstellaire	112
7.1	Paramètres spectraux obtenus pour la région du Bridge en 2002, 2008 et 2011	139
9.1	Distance et masse du trou noir des systèmes binaires X étudiés	187
9.2	Principaux paramètres des éruptions géantes de magnétars	191
9.3	Paramètres de référence pour les cinq nuages brillants du complexe Sgr A	197
B.1	Régions elliptiques traçant les nuages brillants du complexe Sgr A	219
B.2	Régions elliptiques du complexe Sgr A définies par Ponti et al. (2010)	219
B.3	Régions rectangulaires découpant l’émission du complexe Sgr A	220
B.4	Régions elliptiques utilisées dans l’étude du nuage des Arches	220

Bibliographie

- Abramowicz, M. A., Chen, X., Kato, S., Lasota, J.-P., & Regev, O. 1995, *Thermal equilibria of accretion disks*, ApJL, 438, L37
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Anton, G., Barres de Almeida, U., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2009, *Spectrum and variability of the Galactic center VHE γ -ray source HESS J1745-290*, A&A, 503, 817
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., Beilicke, M., Benbow, W., et al. 2006, *Discovery of very-high-energy γ -rays from the Galactic Centre ridge*, Nature, 439, 695
- Alexander, T. & Livio, M. 2004, *Orbital Capture of Stars by a Massive Black Hole via Exchanges with Compact Remnants*, ApJL, 606, L21
- Allen, D. A. & Sanders, R. H. 1986, *Is the galactic centre black hole a dwarf?*, Nature, 319, 191
- Anders, E. & Grevesse, N. 1989, *Abundances of the elements - Meteoritic and solar*, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197
- Baganoff, F. K., Bautz, M. W., Brandt, W. N., Chartas, G., Feigelson, E. D., et al. 2001, *Rapid X-ray flaring from the direction of the supermassive black hole at the Galactic Centre*, Nature, 413, 45
- Baganoff, F. K., Maeda, Y., Morris, M., Bautz, M. W., Brandt, W. N., et al. 2003, *Chandra X-Ray Spectroscopic Imaging of Sagittarius A* and the Central Parsec of the Galaxy*, ApJ, 591, 891
- Balbus, S. A. & Hawley, J. F. 1991, *A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution*, ApJ, 376, 214
- Balick, B. & Brown, R. L. 1974, *Intense sub-arcsecond structure in the galactic center*, ApJ, 194, 265
- Bally, J. & Hi-GAL Team. 2014, *The Herschel view of the Galactic center*, in IAU Symposium, Vol. 303, IAU Symposium, ed. L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, & J. Ott, 1–14
- Barrière, N. M., Tomsick, J. A., Baganoff, F. K., Boggs, S. E., Christensen, F. E., et al. 2014, *NuSTAR Detection of High-energy X-Ray Emission and Rapid Variability from Sagittarius A* Flares*, ApJ, 786, 46
- Bearden, J. A. & Burr, A. F. 1967, *Reevaluation of X-Ray Atomic Energy Levels*, Reviews of Modern Physics, 39, 125
- Beckert, T. & Duschl, W. J. 1997, *Synchrotron radiation from quasi-monoenergetic electrons. Modelling the spectrum of Sagittarius A**, A&A, 328, 95
- Beckmann, V. & Shrader, C. R. 2012, *Active Galactic Nuclei*
- Begelman, M. C. 2012, *Radiatively inefficient accretion: breezes, winds and hyperaccretion*, MNRAS, 420, 2912
- Bélanger, G., Goldwurm, A., Goldoni, P., Paul, J., Terrier, R., et al. 2004, *Detection of Hard X-Ray Emission from the Galactic Nuclear Region with INTEGRAL*, ApJL, 601, L163
- Bélanger, G., Goldwurm, A., Melia, F., Ferrando, P., Grosso, N., et al. 2005, *Repeated X-Ray Flaring Activity in Sagittarius A**, ApJ, 635, 1095
- Bélanger, G., Goldwurm, A., Renaud, M., Terrier, R., Melia, F., et al. 2006, *A Persistent High-Energy Flux from the Heart of the Milky Way: INTEGRAL's View of the Galactic Center*, ApJ, 636, 275
- Berger, M. J. 1993, *ESTAR, PSTAR, ASTAR: A PC package for calculating stopping powers and ranges of electrons, protons and helium ions, version 2*, Tech. rep.
- Berger, M. J. & Seltzer, S. M. 1982, *Stopping powers and ranges of electrons and positrons*, Tech. rep.
- Bernard, J.-P., Paradis, D., Marshall, D. J., Montier, L., Lagache, G., et al. 2010, *Dust temperature tracing the ISRF intensity in the Galaxy*, A&A, 518, L88

- Bitran, M., Alvarez, H., Bronfman, L., May, J., & Thaddeus, P. 1997, *A large scale CO survey of the Galactic center region*, A&AS, 125, 99
- Bland-Hawthorn, J., Maloney, P. R., Sutherland, R. S., & Madsen, G. J. 2013, *Fossil Imprint of a Powerful Flare at the Galactic Center along the Magellanic Stream*, ApJ, 778, 58
- Blandford, R. D. & Begelman, M. C. 1999, *On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole*, MNRAS, 303, L1
- Bloom, J. S., Giannios, D., Metzger, B. D., Cenko, S. B., Perley, D. A., et al. 2011, *A Possible Relativistic Jetted Outburst from a Massive Black Hole Fed by a Tidally Disrupted Star*, Science, 333, 203
- Bolton, C. T. 1972, *Identification of Cygnus X-1 with HDE 226868*, Nature, 235, 271
- Bonnell, I. A. & Rice, W. K. M. 2008, *Star Formation Around Supermassive Black Holes*, Science, 321, 1060
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., Burton, W. B., Desert, F.-X., et al. 1996, *The dust/gas correlation at high Galactic latitude.*, A&A, 312, 256
- Bower, G. C., Markoff, S., Brunthaler, A., Law, C., Falcke, H., et al. 2014, *The Intrinsic Two-dimensional Size of Sagittarius A**, ApJ, 790, 1
- Boyce, P. J. & Cohen, R. J. 1994, *A large-scale survey of OH in the Galactic centre*, A&AS, 107, 563
- Bremer, M., Witzel, G., Eckart, A., Zamaninasab, M., Buchholz, R. M., et al. 2011, *The near-infrared spectral index of Sagittarius A* derived from Ks- and H-band flare statistics*, A&A, 532, A26
- Brown, R. L. 1982, *Precessing jets in Sagittarius A - Gas dynamics in the central parsec of the galaxy*, ApJ, 262, 110
- Čadež, A. & Calvani, M. 2006, *Relativistic emission lines from accretion disks around black holes*, Advances in Space Research, 38, 1403
- Čadež, A., Calvani, M., & Kostić, U. 2008, *On the tidal evolution of the orbits of low-mass satellites around black holes*, A&A, 487, 527
- Cantó, J., Raga, A. C., & Rodríguez, L. F. 2000, *The Hot, Diffuse Gas in a Dense Cluster of Massive Stars*, ApJ, 536, 896
- Capelli, R., Warwick, R. S., Cappelluti, N., Gillessen, S., Predehl, P., Porquet, D., & Czesla, S. 2011a, *Discovery of X-ray flaring activity in the Arches cluster*, A&A, 525, L2
- Capelli, R., Warwick, R. S., Porquet, D., Gillessen, S., & Predehl, P. 2011b, *Fe K α line emission from the Arches cluster region - evidence for ongoing particle bombardment?*, A&A, 530, A38
- Capelli, R., Warwick, R. S., Porquet, D., Gillessen, S., & Predehl, P. 2012, *The X-ray lightcurve of Sagittarius A* over the past 150 years inferred from Fe-K α line reverberation in Galactic centre molecular clouds*, A&A, 545, A35
- Clavel, M., Soldi, S., Terrier, R., Tatischeff, V., Maurin, G., et al. 2014, *Variation of the X-ray non-thermal emission in the Arches cloud*, MNRAS, 443, L129
- Clavel, M., Terrier, R., Goldwurm, A., Morris, M. R., Ponti, G., Soldi, S., & Trap, G. 2013, *Echoes of multiple outbursts of Sagittarius A* revealed by Chandra*, A&A, 558, A32
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities*
- Cruddace, R., Paresce, F., Bowyer, S., & Lampton, M. 1974, *On the opacity of the interstellar medium to ultrasoft X-rays and extreme-ultraviolet radiation*, ApJ, 187, 497
- Cuadra, J., Nayakshin, S., & Martins, F. 2008, *Variable accretion and emission from the stellar winds in the Galactic Centre*, MNRAS, 383, 458
- Czerny, B., Kunneriath, D., Karas, V., & Das, T. K. 2013, *Multiple accretion events as a trigger for Sagittarius A* activity*, A&A, 555, A97
- Degenaar, N., Miller, J. M., Kennea, J., Gehrels, N., Reynolds, M. T., & Wijnands, R. 2013, *The X-Ray Flaring Properties of Sgr A* during Six Years of Monitoring with Swift*, ApJ, 769, 155
- Degenaar, N., Wijnands, R., Cackett, E. M., Homan, J., in't Zand, J. J. M., et al. 2012, *A four-year XMM-Newton/Chandra monitoring campaign of the Galactic centre: analysing the X-ray transients*, A&A, 545, A49
- den Herder, J. W., Brinkman, A. C., Kahn, S. M., Branduardi-Raymont, G., Thomsen, K., et al. 2001, *The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton*, A&A, 365, L7
- Dexter, J., Agol, E., & Fragile, P. C. 2009, *Millimeter Flares and VLBI Visibilities from Relativistic Simulations of Magnetized Accretion Onto the Galactic Center Black Hole*, ApJL, 703, L142

- Dexter, J. & O’Leary, R. M. 2014, *The Peculiar Pulsar Population of the Central Parsec*, ApJL, 783, L7
- Diolaiti, E., Bendinelli, O., Bonaccini, D., Close, L., Currie, D., & Parmeggiani, G. 2000, *Analysis of isoplanatic high resolution stellar fields by the StarFinder code*, A&AS, 147, 335
- Do, T., Ghez, A. M., Morris, M. R., Yelda, S., Meyer, L., et al. 2009, *A Near-Infrared Variability Study of the Galactic Black Hole: A Red Noise Source with NO Detected Periodicity*, ApJ, 691, 1021
- Dobashi, K., Bernard, J.-P., Yonekura, Y., & Fukui, Y. 1994, *Molecular clouds in Cygnus. I: A large-scale ^{13}CO survey*, ApJS, 95, 419
- Dodds-Eden, K. 2010, *The Bright Side of the Black Hole: Flares from Sgr A**, PhD thesis, PhD dissertation, Ludwig Maximilian University of Munich, Germany, September 2010, 149 pages
- Dodds-Eden, K., Gillessen, S., Fritz, T. K., Eisenhauer, F., Trippe, S., et al. 2011, *The Two States of Sgr A* in the Near-infrared: Bright Episodic Flares on Top of Low-level Continuous Variability*, ApJ, 728, 37
- Dodds-Eden, K., Porquet, D., Trap, G., Quataert, E., Haubois, X., et al. 2009, *Evidence for X-Ray Synchrotron Emission from Simultaneous Mid-Infrared to X-Ray Observations of a Strong Sgr A* Flare*, ApJ, 698, 676
- Dodds-Eden, K., Sharma, P., Quataert, E., Genzel, R., Gillessen, S., Eisenhauer, F., & Porquet, D. 2010, *Time-Dependent Models of Flares from Sagittarius A**, ApJ, 725, 450
- Doeleman, S. S., Weintroub, J., Rogers, A. E. E., Plambeck, R., Freund, R., et al. 2008, *Event-horizon-scale structure in the supermassive black hole candidate at the Galactic Centre*, Nature, 455, 78
- Dogiel, V., Cheng, K.-S., Chernyshov, D., Bamba, A., Ichimura, A., et al. 2009a, *Origin of 6.4keV Line Emission from Molecular Clouds in the Galactic Center*, PASJ, 61, 901
- Dogiel, V. A., Chernyshov, D. O., Kiselev, A. M., & Cheng, K.-S. 2014, *On the origin of the 6.4 keV line in the Galactic Center region*, Astroparticle Physics, 54, 33
- Dogiel, V. A., Chernyshov, D. O., Tatischeff, V., Cheng, K.-S., & Terrier, R. 2013, *The Origin of the 6.4 keV Line Emission and H_2 Ionization in the Diffuse Molecular Gas of the Galactic Center Region*, ApJL, 771, L43
- Dogiel, V. A., Chernyshov, D. O., Yuasa, T., Prokhorov, D., Cheng, K.-S., et al. 2009b, *Origin of Thermal and Non-Thermal Hard X-Ray Emission from the Galactic Center*, PASJ, 61, 1099
- Dogiel, V. A., Ichimura, A., Inoue, H., & Masai, K. 1998, *On Search and Detection of Hard X-Ray Emission from Orion-Like Complexes Produced by a Flux of Subrelativistic Nuclei*, PASJ, 50, 567
- Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, *A global spectral study of black hole X-ray binaries*, MNRAS, 403, 61
- Eckart, A., Baganoff, F. K., Morris, M., Bautz, M. W., Brandt, W. N., et al. 2004, *First simultaneous NIR/X-ray detection of a flare from Sgr A**, A&A, 427, 1
- Eckart, A., Baganoff, F. K., Morris, M. R., Kunneriath, D., Zamaninasab, M., et al. 2009, *Modeling mm- to X-ray flare emission from Sagittarius A**, A&A, 500, 935
- Eckart, A., Baganoff, F. K., Schödel, R., Morris, M., Genzel, R., et al. 2006a, *The flare activity of Sagittarius A*. New coordinated mm to X-ray observations*, A&A, 450, 535
- Eckart, A., Baganoff, F. K., Zamaninasab, M., Morris, M. R., Schödel, R., et al. 2008, *Polarized NIR and X-ray flares from Sagittarius A**, A&A, 479, 625
- Eckart, A., García-Marín, M., Vogel, S. N., Teuben, P., Morris, M. R., et al. 2012, *Millimeter to X-ray flares from Sagittarius A**, A&A, 537, A52
- Eckart, A., Schödel, R., Meyer, L., Trippe, S., Ott, T., & Genzel, R. 2006b, *Polarimetry of near-infrared flares from Sagittarius A**, A&A, 455, 1
- Eisenhauer, F., Genzel, R., Alexander, T., Abuter, R., Paumard, T., et al. 2005, *SINFONI in the Galactic Center: Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month*, ApJ, 628, 246
- Ekers, R. D., van Gorkom, J. H., Schwarz, U. J., & Goss, W. M. 1983, *The radio structure of SGR A*, A&A, 122, 143
- Falcke, H., Mannheim, K., & Biermann, P. L. 1993, *The Galactic Center radio jet*, A&A, 278, L1
- Falcke, H. & Markoff, S. 2000, *The jet model for Sgr A*: Radio and X-ray spectrum*, A&A, 362, 113
- Fender, R. P., Garrington, S. T., McKay, D. J., Muxlow, T. W. B., Pooley, G. G., et al. 1999, *MERLIN observations of relativistic ejections from GRS 1915+105*, MNRAS, 304, 865

- Ferrière, K. 2012, *Interstellar gas within ~ 10 pc of Sagittarius A**, A&A, 540, A50
- Figer, D. F., Kim, S. S., Morris, M., Serabyn, E., Rich, R. M., & McLean, I. S. 1999, *Hubble Space Telescope/NICMOS Observations of Massive Stellar Clusters near the Galactic Center*, ApJ, 525, 750
- Figer, D. F., Najarro, F., Gilmore, D., Morris, M., Kim, S. S., et al. 2002, *Massive Stars in the Arches Cluster*, ApJ, 581, 258
- Fish, V. L., Doeleman, S. S., Beaudoin, C., Blundell, R., Bolin, D. E., et al. 2011, *1.3 mm Wavelength VLBI of Sagittarius A*: Detection of Time-variable Emission on Event Horizon Scales*, ApJL, 727, L36
- Frederiks, D. D., Golenetskii, S. V., Palshin, V. D., Aptekar, R. L., Ilyinskii, V. N., et al. 2007, *Giant flare in SGR 1806-20 and its Compton reflection from the Moon*, Astronomy Letters, 33, 1
- Fritz, T. K., Gillessen, S., Dodds-Eden, K., Lutz, D., Genzel, R., et al. 2011, *Line Derived Infrared Extinction toward the Galactic Center*, ApJ, 737, 73
- Fruscione, A., McDowell, J. C., Allen, G. E., Brickhouse, N. S., Burke, D. J., et al. 2006, *CIAO: Chandra's data analysis system*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 6270, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 1
- Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G., Nousek, J. A., & Ricker, Jr., G. R. 2003, *Advanced CCD imaging spectrometer (ACIS) instrument on the Chandra X-ray Observatory*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4851, X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy., ed. J. E. Truemper & H. D. Tananbaum, 28–44
- Gehrels, N. 1986, *Confidence limits for small numbers of events in astrophysical data*, ApJ, 303, 336
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., Mason, K. O., Nousek, J. A., et al. 2004, *The Swift Gamma-Ray Burst Mission*, ApJ, 611, 1005
- Genzel, R., Eisenhauer, F., & Gillessen, S. 2010, *The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster*, Reviews of Modern Physics, 82, 3121
- Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., Eckart, A., Alexander, T., et al. 2003, *Near-infrared flares from accreting gas around the supermassive black hole at the Galactic Centre*, Nature, 425, 934
- Genzel, R., Stacey, G. J., Harris, A. I., Townes, C. H., Geis, N., et al. 1990, *Far-infrared, submillimeter, and millimeter spectroscopy of the Galactic center - Radio ARC and +20/+50 kilometer per second clouds*, ApJ, 356, 160
- Ghez, A. M., Hornstein, S. D., Lu, J. R., Bouchez, A., Le Mignant, D., et al. 2005, *The First Laser Guide Star Adaptive Optics Observations of the Galactic Center: Sgr A*'s Infrared Color and the Extended Red Emission in its Vicinity*, ApJ, 635, 1087
- Ghez, A. M., Salim, S., Weinberg, N. N., Lu, J. R., Do, T., et al. 2008, *Measuring Distance and Properties of the Milky Way's Central Supermassive Black Hole with Stellar Orbits*, ApJ, 689, 1044
- Ghez, A. M., Wright, S. A., Matthews, K., Thompson, D., Le Mignant, D., et al. 2004, *Variable Infrared Emission from the Supermassive Black Hole at the Center of the Milky Way*, ApJL, 601, L159
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, *Evidence for X-rays From Sources Outside the Solar System*, Physical Review Letters, 9, 439
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Fritz, T. K., Bartko, H., Dodds-Eden, K., et al. 2009a, *The Orbit of the Star S2 Around Sgr A* from Very Large Telescope and Keck Data*, ApJL, 707, L114
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Quataert, E., Genzel, R., Paumard, T., et al. 2006, *Variations in the Spectral Slope of Sagittarius A* during a Near-Infrared Flare*, ApJL, 640, L163
- Gillessen, S., Eisenhauer, F., Trippe, S., Alexander, T., Genzel, R., Martins, F., & Ott, T. 2009b, *Monitoring Stellar Orbits Around the Massive Black Hole in the Galactic Center*, ApJ, 692, 1075
- Gillessen, S., Genzel, R., Fritz, T. K., Quataert, E., Alig, C., et al. 2012, *A gas cloud on its way towards the supermassive black hole at the Galactic Centre*, Nature, 481, 51
- Goldwurm, A., Brion, E., Goldoni, P., Ferrando, P., Daigne, F., et al. 2003, *A New X-Ray Flare from the Galactic Nucleus Detected with the XMM-Newton Photon Imaging Cameras*, ApJ, 584, 751
- Gould, R. J. 1979, *Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources*, A&A, 76, 306
- Greene, J. E. & Ho, L. C. 2007, *The Black Hole Mass Function of Local Active Galaxies*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 373, The Central Engine of Active Galactic Nuclei, ed. L. C. Ho & J.-W. Wang, 33

- Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., Hailey, C. J., Zhang, W. W., et al. 2013, *The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission*, ApJ, 770, 103
- Haubois, X., Dodds-Eden, K., Weiss, A., Paumard, T., Perrin, G., et al. 2012, *Flares and variability from Sagittarius A*: five nights of simultaneous multi-wavelength observations*, A&A, 540, A41
- Heitler, W. 1954, Quantum theory of radiation
- Henke, B. L., Gullikson, E. M., & Davis, J. C. 1993, *X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{--}30,000$ eV, $Z = 1\text{--}92$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables, 54, 181
- Herrnstein, R. M., Zhao, J.-H., Bower, G. C., & Goss, W. M. 2004, *The Variability of Sagittarius A* at Centimeter Wavelengths*, AJ, 127, 3399
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*, Nature, 217, 709
- Ho, L. C. 2009, *Radiatively Inefficient Accretion in Nearby Galaxies*, ApJ, 699, 626
- Hora, J. L., Witzel, G., Ashby, M. L. N., Becklin, E. E., Carey, S., et al. 2014, *Spitzer/IRAC Observations of the Variability of Sgr A* and the Object G2 at $4.5\text{ }\mu\text{m}$* , ApJ, 793, 120
- Hornstein, S. D., Matthews, K., Ghez, A. M., Lu, J. R., Morris, M., et al. 2006, *Infrared/X-ray intensity variations and the color of Sgr A**, Journal of Physics Conference Series, 54, 399
- Hornstein, S. D., Matthews, K., Ghez, A. M., Lu, J. R., Morris, M., et al. 2007, *A Constant Spectral Index for Sagittarius A* during Infrared/X-Ray Intensity Variations*, ApJ, 667, 900
- Hurley, K., Boggs, S. E., Smith, D. M., Duncan, R. C., Lin, R., et al. 2005, *An exceptionally bright flare from SGR 1806-20 and the origins of short-duration γ -ray bursts*, Nature, 434, 1098
- Ichimaru, S. 1977, *Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions*, ApJ, 214, 840
- Igumenshchev, I. V. & Abramowicz, M. A. 1999, *Rotating accretion flows around black holes: convection and variability*, MNRAS, 303, 309
- Igumenshchev, I. V., Narayan, R., & Abramowicz, M. A. 2003, *Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Radiatively Inefficient Accretion Flows*, ApJ, 592, 1042
- Inan, U. S., Lehtinen, N. G., Lev-Tov, S. J., Johnson, M. P., Bell, T. F., & Hurley, K. 1999, *Ionization of the lower ionosphere by γ -rays from a Magnetar: Detection of a low energy (3-10 keV) component*, Geophys. Res. Lett., 26, 3357
- Inan, U. S., Lehtinen, N. G., Moore, R. C., Hurley, K., Boggs, S., Smith, D. M., & Fishman, G. J. 2007, *Massive disturbance of the daytime lower ionosphere by the giant γ -ray flare from magnetar SGR 1806-20*, Geophys. Res. Lett., 34, 8103
- Inui, T., Koyama, K., Matsumoto, H., & Tsuru, T. G. 2009, *Time Variability of the Neutral Iron Lines from the Sagittarius B2 Region and Its Implication of a Past Outburst of Sagittarius A*, PASJ, 61, 241
- Jansen, F., Lumb, D., Altieri, B., Clavel, J., Ehle, M., et al. 2001, *XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations*, A&A, 365, L1
- Jolley, E. J. D. & Kuncic, Z. 2008, *Constraints on Jet-driven Disk Accretion in Sagittarius A**, ApJ, 676, 351
- Jones, P. A., Burton, M. G., Cunningham, M. R., Requena-Torres, M. A., Menten, K. M., et al. 2012, *Spectral imaging of the Central Molecular Zone in multiple 3-mm molecular lines*, MNRAS, 419, 2961
- Jones, P. A., Burton, M. G., Cunningham, M. R., Tothill, N. F. H., & Walsh, A. J. 2013, *Spectral imaging of the central molecular zone in multiple 7-mm molecular lines*, MNRAS, 433, 221
- Jones, P. A., Burton, M. G., Tothill, N. F. H., & Cunningham, M. R. 2011, *Spectral imaging of the Sagittarius B2 region in multiple 7-mm molecular lines*, MNRAS, 411, 2293
- Karzas, W. J. & Latter, R. 1961, *Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field.*, ApJS, 6, 167
- Kassim, N. E., Larosa, T. N., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 1999, *Wide Field Radio Imaging of the Galactic Center*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 186, The Central Parsecs of the Galaxy, ed. H. Falcke, A. Cotera, W. J. Duschl, F. Melia, & M. J. Rieke, 403
- Kennea, J. A., Burrows, D. N., Kouveliotou, C., Palmer, D. M., Göğüş, E., et al. 2013, *Swift Discovery of a New Soft Gamma Repeater, SGR J1745-29, near Sagittarius A**, ApJL, 770, L24
- Komossa, S. 2012, *Tidal disruption of stars by supermassive black holes: The X-ray view*, in European Physical Journal Web of Conferences, Vol. 39, European Physical Journal Web of Conferences, 2001

- Kormendy, J. & Richstone, D. 1995, *Inward Bound—The Search For Supermassive Black Holes In Galactic Nuclei*, ARA&A, 33, 581
- Kostić, U., Čadež, A., Calvani, M., & Gomboc, A. 2009, *Tidal effects on small bodies by massive black holes*, A&A, 496, 307
- Koyama, K., Hyodo, Y., Inui, T., Nakajima, H., Matsumoto, H., et al. 2007, *Iron and Nickel Line Diagnostics for the Galactic Center Diffuse Emission*, PASJ, 59, 245
- Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, T., Takeshima, T., Tanaka, Y., & Yamauchi, S. 1996, *ASCA View of Our Galactic Center: Remains of Past Activities in X-Rays?*, PASJ, 48, 249
- Krabbe, A., Iserlohe, C., Larkin, J. E., Barczys, M., McElwain, M., et al. 2006, *Diffraction-limited Imaging Spectroscopy of the Sagittarius A* Region Using OSIRIS, a New Keck Instrument*, ApJL, 642, L145
- Krause, M. O. 1979, *Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells*, Journal of Physical and Chemical Reference Data, 8, 307
- Krivonos, R., Revnivtsev, M., Churazov, E., Sazonov, S., Grebenev, S., & Sunyaev, R. 2007, *Hard X-ray emission from the Galactic ridge*, A&A, 463, 957
- Krivonos, R. A., Tomsick, J. A., Bauer, F. E., Baganoff, F. K., Barriere, N. M., et al. 2014, *First Hard X-Ray Detection of the Non-thermal Emission around the Arches Cluster: Morphology and Spectral Studies with NuSTAR*, ApJ, 781, 107
- Kunneriath, D., Eckart, A., Vogel, S., Sjouwerman, L., Wiesemeyer, H., et al. 2008, *Coordinated mm/sub-mm observations of Sagittarius A* in May 2007*, Journal of Physics Conference Series, 131, 012006
- Lacy, J. H., Townes, C. H., & Hollenbach, D. J. 1982, *The nature of the central parsec of the Galaxy*, ApJ, 262, 120
- Launhardt, R., Zylka, R., & Mezger, P. G. 2002, *The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter*, A&A, 384, 112
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., Finger, G., Hubin, N. N., et al. 2003, *NAOS-CONICA first on sky results in a variety of observing modes*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4841, Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 944–952
- Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 1997, *X-ray Binaries*
- Li, J., Ostriker, J., & Sunyaev, R. 2013a, *Rotating Accretion Flows: From Infinity to the Black Hole*, ApJ, 767, 105
- Li, Z., Garcia, M. R., Forman, W. R., Jones, C., Kraft, R. P., et al. 2011, *The Murmur of the Hidden Monster: Chandra's Decadal View of the Supermassive Black Hole in M31*, ApJL, 728, L10
- Li, Z., Morris, M. R., & Baganoff, F. K. 2013b, *Evidence for a Parsec-scale Jet from the Galactic Center Black Hole: Interaction with Local Gas*, ApJ, 779, 154
- Liu, S., Melia, F., & Petrosian, V. 2006a, *Stochastic Electron Acceleration During the Near-Infrared and X-Ray Flares in Sagittarius A**, ApJ, 636, 798
- Liu, S., Petrosian, V., & Melia, F. 2004, *Electron Acceleration around the Supermassive Black Hole at the Galactic Center*, ApJL, 611, L101
- Liu, S., Petrosian, V., Melia, F., & Fryer, C. L. 2006b, *A Testable Stochastic Acceleration Model for Flares in Sagittarius A**, ApJ, 648, 1020
- Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*
- Lord, S. D. 1992, *A new software tool for computing Earth's atmospheric transmission of near- and far-infrared radiation*, Tech. rep.
- Lynden-Bell, D. & Rees, M. J. 1971, *On quasars, dust and the galactic centre*, MNRAS, 152, 461
- Maeda, Y., Baganoff, F. K., Feigelson, E. D., Morris, M., Bautz, M. W., et al. 2002, *A Chandra Study of Sagittarius A East: A Supernova Remnant Regulating the Activity of Our Galactic Center?*, ApJ, 570, 671
- Marin, F., Karas, V., Kunneriath, D., & Muleri, F. 2014, *Prospects of 3D mapping of the Galactic Centre clouds with X-ray polarimetry*, MNRAS, 441, 3170
- Markoff, S. 2010, *Revelations in our own backyard: Chandra's unique Galactic Center discoveries*, Proceedings of the National Academy of Science, 107, 7196
- Markoff, S., Bower, G. C., & Falcke, H. 2007, *How to hide large-scale outflows: size constraints on the jets of Sgr A**,

- MNRAS, 379, 1519
- Markoff, S., Falcke, H., Yuan, F., & Biermann, P. L. 2001, *The Nature of the 10 kilosecond X-ray flare in Sgr A**, A&A, 379, L13
- Marrone, D. P., Baganoff, F. K., Morris, M. R., Moran, J. M., Ghez, A. M., et al. 2008, *An X-Ray, Infrared, and Submillimeter Flare of Sagittarius A**, ApJ, 682, 373
- Marrone, D. P., Moran, J. M., Zhao, J.-H., & Rao, R. 2007, *An Unambiguous Detection of Faraday Rotation in Sagittarius A**, ApJL, 654, L57
- Martín-Pintado, J., de Vicente, P., Fuente, A., & Planesas, P. 1997, *SiO Emission from the Galactic Center Molecular Clouds*, ApJL, 482, L45
- Mason, K. O., Breeveld, A., Much, R., Carter, M., Cordova, F. A., et al. 2001, *The XMM-Newton optical/UV monitor telescope*, A&A, 365, L36
- Mereghetti, S. 2013, *Pulsars and Magnetars*, Brazilian Journal of Physics, 43, 356
- Meyer, L., Do, T., Ghez, A., Morris, M. R., Witzel, G., et al. 2008, *A 600 Minute Near-Infrared Light Curve of Sagittarius A**, ApJL, 688, L17
- Meyer, L., Eckart, A., Schödel, R., Duschl, W. J., Mužić, K., Dovčiak, M., & Karas, V. 2006a, *Near-infrared polarimetry setting constraints on the orbiting spot model for Sgr A* flares*, A&A, 460, 15
- Meyer, L., Schödel, R., Eckart, A., Duschl, W. J., Karas, V., & Dovčiak, M. 2007, *On the orientation of the Sagittarius A* system*, A&A, 473, 707
- Meyer, L., Schödel, R., Eckart, A., Karas, V., Dovčiak, M., & Duschl, W. J. 2006b, *K-band polarimetry of an Sgr A* flare with a clear sub-flare structure*, A&A, 458, L25
- Meyer, L., Witzel, G., Longstaff, F. A., & Ghez, A. M. 2014, *A Formal Method for Identifying Distinct States of Variability in Time-varying Sources: Sgr A* as an Example*, ApJ, 791, 24
- Mezger, P. G., Zylka, R., Salter, C. J., Wink, J. E., Chini, R., Kreysa, E., & Tuffs, R. 1989, *Continuum observations of SGR A at mm/submm wavelengths*, A&A, 209, 337
- Mitsuda, K., Bautz, M., Inoue, H., Kelley, R. L., Koyama, K., et al. 2007, *The X-Ray Observatory Suzaku*, PASJ, 59, 1
- Molaro, M., Khatri, R., & Sunyaev, R. A. 2014, *A thin diffuse component of the Galactic ridge X-ray emission and heating of the interstellar medium contributed by the radiation of Galactic X-ray binaries*, A&A, 564, A107
- Molinari, S., Bally, J., Noriega-Crespo, A., Compiègne, M., Bernard, J. P., et al. 2011, *A 100 pc Elliptical and Twisted Ring of Cold and Dense Molecular Clouds Revealed by Herschel Around the Galactic Center*, ApJL, 735, L33
- Mori, K., Gotthelf, E. V., Zhang, S., An, H., Baganoff, F. K., et al. 2013, *NuSTAR Discovery of a 3.76 s Transient Magnetar Near Sagittarius A**, ApJL, 770, L23
- Morris, M. R., Meyer, L., & Ghez, A. M. 2012, *Galactic center research: manifestations of the central black hole*, Research in Astronomy and Astrophysics, 12, 995
- Morrison, R. & McCammon, D. 1983, *Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV*, ApJ, 270, 119
- Muno, M. P., Baganoff, F. K., Bautz, M. W., Feigelson, E. D., Garmire, G. P., et al. 2004, *Diffuse X-Ray Emission in a Deep Chandra Image of the Galactic Center*, ApJ, 613, 326
- Muno, M. P., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Morris, M. R., & Starck, J.-L. 2008, *A Catalog of Diffuse X-Ray-emitting Features within 20 pc of Sagittarius A*: Twenty Pulsar Wind Nebulae?*, ApJ, 673, 251
- Muno, M. P., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Park, S., & Morris, M. R. 2007, *Discovery of Variable Iron Fluorescence from Reflection Nebulae in the Galactic Center*, ApJL, 656, L69
- Muno, M. P., Bauer, F. E., Baganoff, F. K., Bandyopadhyay, R. M., Bower, G. C., et al. 2009, *A Catalog of X-Ray Point Sources from Two Megaseconds of Chandra Observations of the Galactic Center*, ApJS, 181, 110
- Muno, M. P., Lu, J. R., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Garmire, G. P., et al. 2005, *A Remarkable Low-Mass X-Ray Binary within 0.1 Parsecs of the Galactic Center*, ApJ, 633, 228
- Murakami, H., Koyama, K., Sakano, M., Tsujimoto, M., & Maeda, Y. 2000, *ASCA Observations of the Sagittarius B2 Cloud: An X-Ray Reflection Nebula*, ApJ, 534, 283
- Murakami, H., Koyama, K., Tsujimoto, M., Maeda, Y., & Sakano, M. 2001, *ASCA Discovery of Diffuse 6.4 keV Emission near the Sagittarius C Complex: A New X-Ray Reflection Nebula*, ApJ, 550, 297

- Murray, S. S., Austin, G. K., Chappell, J. H., Gomes, J. J., Kenter, A. T., et al. 2000, *In-flight performance of the Chandra high-resolution camera*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4012, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III, ed. J. E. Truemper & B. Aschenbach, 68–80
- Nagar, N. M., Falcke, H., & Wilson, A. S. 2005, *Radio sources in low-luminosity active galactic nuclei. IV. Radio luminosity function, importance of jet power, and radio properties of the complete Palomar sample*, A&A, 435, 521
- Nakajima, H., Tsuru, T. G., Nobukawa, M., Matsumoto, H., Koyama, K., et al. 2009, *X-Ray Reflection Nebulae with Large Equivalent Widths of the Neutral Iron $K\alpha$ Line in the Sagittarius C Region*, PASJ, 61, 233
- Nakanishi, H. & Sofue, Y. 2003, *Three-Dimensional Distribution of the ISM in the Milky Way Galaxy: I. The H I Disk*, PASJ, 55, 191
- Nakashima, S., Nobukawa, M., Uchida, H., Tanaka, T., Tsuru, T. G., et al. 2013, *Discovery of the Recombining Plasma in the South of the Galactic Center: A Relic of the Past Galactic Center Activity?*, ApJ, 773, 20
- Narayan, R. & Fabian, A. C. 2011, *Bondi flow from a slowly rotating hot atmosphere*, MNRAS, 415, 3721
- Narayan, R., Igumenshchev, I. V., & Abramowicz, M. A. 2000, *Self-similar Accretion Flows with Convection*, ApJ, 539, 798
- Narayan, R. & Yi, I. 1994, *Advection-dominated accretion: A self-similar solution*, ApJL, 428, L13
- Narayan, R. & Yi, I. 1995, *Advection-dominated Accretion: Underfed Black Holes and Neutron Stars*, ApJ, 452, 710
- Neilsen, J., Nowak, M. A., Gammie, C., Dexter, J., Markoff, S., et al. 2013, *A Chandra/HETGS Census of X-Ray Variability from Sgr A* during 2012*, ApJ, 774, 42
- Nikolajuk, M. & Walter, R. 2013, *Tidal disruption of a super-Jupiter by a massive black hole*, A&A, 552, A75
- Nishiyama, S., Tamura, M., Hatano, H., Nagata, T., Kudo, T., et al. 2009, *Near-Infrared Polarimetry of Flares from Sgr A* with Subaru/CIAO*, ApJL, 702, L56
- Nobukawa, M., Koyama, K., Tsuru, T. G., Ryu, S. G., & Tatischeff, V. 2010, *Discovery of K-Shell Emission Lines of Neutral Atoms in the Galactic Center Region*, PASJ, 62, 423
- Nobukawa, M., Ryu, S. G., Tsuru, T. G., & Koyama, K. 2011, *New Evidence for High Activity of the Supermassive Black Hole in our Galaxy*, ApJL, 739, L52
- Nobukawa, M., Tsuru, T. G., Takikawa, Y., Hyodo, Y., Inui, T., et al. 2008, *Suzaku Spectroscopy of an X-Ray Reflection Nebula and a New Supernova Remnant Candidate in the Sgr B1 Region*, PASJ, 60, 191
- Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2012, *Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog*, ApJS, 199, 31
- Nowak, M. A., Neilsen, J., Markoff, S. B., Baganoff, F. K., Porquet, D., et al. 2012, *Chandra/HETGS Observations of the Brightest Flare Seen from Sgr A**, ApJ, 759, 95
- Odaka, H., Aharonian, F., Watanabe, S., Tanaka, Y., Khangulyan, D., & Takahashi, T. 2011, *X-Ray Diagnostics of Giant Molecular Clouds in the Galactic Center Region and Past Activity of Sgr A**, ApJ, 740, 103
- Park, S., Muno, M. P., Baganoff, F. K., Maeda, Y., Morris, M., et al. 2004, *Characteristics of Diffuse X-Ray Line Emission within 20 Parsecs of the Galactic Center*, ApJ, 603, 548
- Ponti, G., Morris, M. R., Clavel, M., Terrier, R., Goldwurm, A., et al. 2014, *On the past activity of Sgr A**, in IAU Symposium, Vol. 303, IAU Symposium, ed. L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, & J. Ott, 333–343
- Ponti, G., Morris, M. R., Terrier, R., & Goldwurm, A. 2013, *Traces of Past Activity in the Galactic Centre*, in Astrophysics and Space Science Proceedings, Vol. 34, Cosmic Rays in Star-Forming Environments, ed. D. F. Torres & O. Reimer, 331
- Ponti, G., Terrier, R., Goldwurm, A., Belanger, G., & Trap, G. 2010, *Discovery of a Superluminal Fe K Echo at the Galactic Center: The Glorious Past of Sgr A* Preserved by Molecular Clouds*, ApJ, 714, 732
- Porquet, D., Grosso, N., Predehl, P., Hasinger, G., Yusef-Zadeh, F., et al. 2008, *X-ray hiccups from Sagittarius A* observed by XMM-Newton. The second brightest flare and three moderate flares caught in half a day*, A&A, 488, 549
- Porquet, D., Predehl, P., Aschenbach, B., Grosso, N., Goldwurm, A., et al. 2003, *XMM-Newton observation of the brightest X-ray flare detected so far from Sgr A**, A&A, 407, L17
- Pozzi, F., Di Matteo, T., & Aste, T. 2012, *Exponential smoothing weighted correlations*, European Physical Journal B, 85, 175

- Quataert, E. & Gruzinov, A. 2000, *Convection-dominated Accretion Flows*, ApJ, 539, 809
- Quataert, E. & Narayan, R. 1999, *Spectral Models of Advection-dominated Accretion Flows with Winds*, ApJ, 520, 298
- Raga, A. C., Velázquez, P. F., Cantó, J., Masciadri, E., & Rodríguez, L. F. 2001, *Simulated X-Ray Images and Spectra of the Arches Cluster*, ApJL, 559, L33
- Rea, N., Esposito, P., Israel, G. L., Papitto, A., Tiengo, A., et al. 2013a, *Chandra localization of the soft gamma repeater in the Galactic Center region*, ATel, 5032, 1
- Rea, N., Esposito, P., Pons, J. A., Turolla, R., Torres, D. F., et al. 2013b, *A Strongly Magnetized Pulsar within the Grasp of the Milky Way's Supermassive Black Hole*, ApJL, 775, L34
- Rees, M. J. 1982, *The compact source at the galactic center*, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 83, The Galactic Center, ed. G. R. Riegler & R. D. Blandford, 166–176
- Reid, M. J., Menten, K. M., Zheng, X. W., Brunthaler, A., & Xu, Y. 2009, *A Trigonometric Parallax of Sgr B2*, ApJ, 705, 1548
- Remillard, R. A., Lin, D., Cooper, R. L., & Narayan, R. 2006, *The Rates of Type I X-Ray Bursts from Transients Observed with RXTE: Evidence for Black Hole Event Horizons*, ApJ, 646, 407
- Revnivtsev, M., Sazonov, S., Churazov, E., Forman, W., Vikhlinin, A., & Sunyaev, R. 2009, *Discrete sources as the origin of the Galactic X-ray ridge emission*, Nature, 458, 1142
- Revnivtsev, M. G., Churazov, E. M., Sazonov, S. Y., Sunyaev, R. A., Lutovinov, A. A., et al. 2004, *Hard X-ray view of the past activity of Sgr A* in a natural Compton mirror*, A&A, 425, L49
- Risaliti, G., Harrison, F. A., Madsen, K. K., Walton, D. J., Boggs, S. E., et al. 2013, *A rapidly spinning supermassive black hole at the centre of NGC 1365*, Nature, 494, 449
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., Hubin, N. N., Gendron, E., et al. 2003, *NAOS, the first AO system of the VLT: on-sky performance*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4839, Adaptive Optical System Technologies II, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, 140–149
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*
- Ryu, S. G., Koyama, K., Nobukawa, M., Fukuoka, R., & Tsuru, T. G. 2009, *An X-Ray Face-On View of the Sagittarius B Molecular Clouds Observed with Suzaku*, PASJ, 61, 751
- Ryu, S. G., Nobukawa, M., Nakashima, S., Tsuru, T. G., Koyama, K., & Uchiyama, H. 2013, *X-Ray Echo from the Sagittarius C Complex and 500-year Activity History of Sagittarius A**, PASJ, 65, 33
- Sabha, N., Witzel, G., Eckart, A., Buchholz, R. M., Bremer, M., et al. 2010, *The extreme luminosity states of Sagittarius A**, A&A, 512, A2
- Sakano, M., Warwick, R. S., Decourchelle, A., & Predehl, P. 2004, *XMM-Newton observations of Sagittarius A East*, MNRAS, 350, 129
- Sanders, R. H. 1998, *The circumnuclear material in the Galactic Centre - A clue to the accretion process*, MNRAS, 294, 35
- Sawada, T., Hasegawa, T., Handa, T., & Cohen, R. J. 2004, *A molecular face-on view of the Galactic Centre region*, MNRAS, 349, 1167
- Saxton, R. D., Read, A. M., Esquej, P., Komossa, S., Dougherty, S., Rodriguez-Pascual, P., & Barrado, D. 2012, *A tidal disruption-like X-ray flare from the quiescent galaxy SDSS J120136.02+300305.5*, A&A, 541, A106
- Sazonov, S., Sunyaev, R., & Revnivtsev, M. 2012, *Coronal radiation of a cusp of spun-up stars and the X-ray luminosity of Sgr A**, MNRAS, 420, 388
- Schawinski, K., Evans, D. A., Virani, S., Urry, C. M., Keel, W. C., et al. 2010, *The Sudden Death of the Nearest Quasar*, ApJL, 724, L30
- Schmidt, M. 1963, *3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift*, Nature, 197, 1040
- Schödel, R., Morris, M. R., Muzic, K., Alberdi, A., Meyer, L., Eckart, A., & Gezari, D. Y. 2011, *The mean infrared emission of Sagittarius A**, A&A, 532, A83
- Schödel, R., Najarro, F., Muzic, K., & Eckart, A. 2010, *Peering through the veil: near-infrared photometry and extinction for the Galactic nuclear star cluster. Accurate near infrared H, Ks, and L' photometry and the near-infrared extinction-law toward the central parsec of the Galaxy*, A&A, 511, A18

- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Black holes in binary systems. Observational appearance.*, A&A, 24, 337
- Shapiro, S. L. & Teukolsky, S. A. 1983, Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects
- Slysh, V. I. 2008, *Non-uniform model for the synchrotron radiation of Sgr A* and other low-luminosity galactic nuclei*, Astronomy Reports, 52, 343
- Snowden, S. L., Mushotzky, R. F., Kuntz, K. D., & Davis, D. S. 2008, *A catalog of galaxy clusters observed by XMM-Newton*, A&A, 478, 615
- Sofue, Y. 1995, *Galactic-Center Molecular Arms, Ring, and Expanding Shell. I. Kinematical Structures in Longitude-Velocity Diagrams*, PASJ, 47, 527
- Spitler, L. G., Lee, K. J., Eatough, R. P., Kramer, M., Karuppusamy, R., et al. 2014, *Pulse Broadening Measurements from the Galactic Center Pulsar J1745-2900*, ApJL, 780, L3
- Steehls, D., McClintock, J. E., Parsons, S. G., Reid, M. J., Littlefair, S., & Dhillon, V. S. 2013, *The Not-so-massive Black Hole in the Microquasar GRS1915+105*, ApJ, 768, 185
- Stone, J. M., Pringle, J. E., & Begelman, M. C. 1999, *Hydrodynamical non-radiative accretion flows in two dimensions*, MNRAS, 310, 1002
- Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K., Hartmann, R., Kendziorra, E., et al. 2001, *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera*, A&A, 365, L18
- Su, M., Slatyer, T. R., & Finkbeiner, D. P. 2010, *Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind?*, ApJ, 724, 1044
- Sunyaev, R. & Churazov, E. 1998, *Equivalent width, shape and proper motion of the iron fluorescent line emission from molecular clouds as an indicator of the illuminating source X-ray flux history*, MNRAS, 297, 1279
- Sunyaev, R. A. & Churazov, E. M. 1996, *Scattering of X-ray emission lines by neutral and molecular hydrogen in the solar atmosphere and in the vicinity of active galactic nuclei and compact X-ray sources*, Astronomy Letters, 22, 648
- Sunyaev, R. A., Markevitch, M., & Pavlinsky, M. 1993, *The center of the Galaxy in the recent past - A view from GRANAT*, ApJ, 407, 606
- Tatischeff, V., Decourchelle, A., & Maurin, G. 2012, *Nonthermal X-rays from low-energy cosmic rays: application to the 6.4 keV line emission from the Arches cluster region*, A&A, 546, A88
- Tatischeff, V., Ramaty, R., & Kozlovsky, B. 1998, *X-Rays from Accelerated Ion Interactions*, ApJ, 504, 874
- Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *Formation and evolution of compact stellar X-ray sources*, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis, 623–665
- Terrier, R., Ponti, G., Bélanger, G., Decourchelle, A., Tatischeff, V., et al. 2010, *Fading Hard X-ray Emission from the Galactic Center Molecular Cloud Sgr B2*, ApJ, 719, 143
- Trap, G., Goldwurm, A., Dodds-Eden, K., Weiss, A., Terrier, R., et al. 2011, *Concurrent X-ray, near-infrared, sub-millimeter, and GeV gamma-ray observations of Sagittarius A**, A&A, 528, A140
- Trap, G., Goldwurm, A., Terrier, R., Dodds-Eden, K., Gillessen, S., et al. 2010, *Soft gamma-ray constraints on a bright flare from the Galactic Center supermassive black hole*, Advances in Space Research, 45, 507
- Trippe, S., Paumard, T., Ott, T., Gillessen, S., Eisenhauer, F., Martins, F., & Genzel, R. 2007, *A polarized infrared flare from Sagittarius A* and the signatures of orbiting plasma hotspots*, MNRAS, 375, 764
- Tsuboi, M., Handa, T., & Ukita, N. 1999a, *Dense Molecular Clouds in the Galactic Center Region. I. Observations and Data*, ApJS, 120, 1
- Tsuboi, M., Miyazaki, A., & Tsutsumi, T. 1999b, *Flare of Sgr A* at Short Millimeter Wavelengths*, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 186, The Central Parsecs of the Galaxy, ed. H. Falcke, A. Cotera, W. J. Duschl, F. Melia, & M. J. Rieke, 105
- Tsuboi, M., Tadaki, K.-I., Miyazaki, A., & Handa, T. 2011, *Sagittarius A Molecular Cloud Complex in $H^{13}CO^+$ and Thermal SiO Emission Lines*, PASJ, 63, 763
- Tsuru, T. G., Nobukawa, M., Nakajima, H., Matsumoto, H., Koyama, K., & Yamauchi, S. 2009, *A New Supernova Remnant Candidate and an Associated Outflow in the Sagittarius C Region*, PASJ, 61, 219
- Turner, M. J. L., Abbey, A., Arnaud, M., Balasini, M., Barbera, M., et al. 2001, *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The MOS cameras : The MOS cameras*, A&A, 365, L27

- Urry, C. M. & Padovani, P. 1995, *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, PASP, 107, 803
- Valinia, A., Tatischeff, V., Arnaud, K., Ebisawa, K., & Ramaty, R. 2000, *On the Origin of the Iron K Line in the Spectrum of The Galactic X-Ray Background*, ApJ, 543, 733
- van der Laan, H. 1966, *A Model for Variable Extragalactic Radio Sources*, Nature, 211, 1131
- van Eldik, C. 2009, *Cosmic ray electrons and Galactic centre observations with H.E.S.S.*, in TeV Particle Astrophysics 2009, 125
- Vollmer, B. & Duschl, W. J. 2002, *The Dynamics of the Circumnuclear Disk and its environment in the Galactic Centre*, A&A, 388, 128
- Vollmer, B., Zylka, R., & Duschl, W. J. 2003, *The line-of-sight distribution of the gas in the inner 60 pc of the Galaxy*, A&A, 407, 515
- Wang, Q. D., Dong, H., & Lang, C. 2006, *The interplay between star formation and the nuclear environment of our Galaxy: deep X-ray observations of the Galactic centre Arches and Quintuplet clusters*, MNRAS, 371, 38
- Wang, Q. D., Nowak, M. A., Markoff, S. B., Baganoff, F. K., Nayakshin, S., et al. 2013, *Dissecting X-ray-Emitting Gas Around the Center of Our Galaxy*, Science, 341, 981
- Webster, B. L. & Murdin, P. 1972, *Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion ?*, Nature, 235, 37
- Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P., & O'Dell, S. L. 2000, *Chandra X-ray Observatory (CXO): overview*, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4012, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III, ed. J. E. Truemper & B. Aschenbach, 2–16
- Wharton, R. S., Chatterjee, S., Cordes, J. M., Deneva, J. S., & Lazio, T. J. W. 2012, *Multiwavelength Constraints on Pulsar Populations in the Galactic Center*, ApJ, 753, 108
- Witzel, G., Eckart, A., Bremer, M., Zamaninasab, M., Shahzamanian, B., et al. 2012, *Source-intrinsic Near-infrared Properties of Sgr A*: Total Intensity Measurements*, ApJS, 203, 18
- Witzel, G., Morris, M., Ghez, A., Meyer, L., Becklin, E., et al. 2014, *Near infrared variability of Sgr A* - spectral index measurements*, in IAU Symposium, Vol. 303, IAU Symposium, ed. L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, & J. Ott, 274–282
- Wollman, E. R., Geballe, T. R., Lacy, J. H., Townes, C. H., & Rank, D. M. 1977, *NE II 12.8 micron emission from the galactic center. II*, ApJL, 218, L103
- Xu, Y.-D., Narayan, R., Quataert, E., Yuan, F., & Baganoff, F. K. 2006, *Thermal X-Ray Iron Line Emission from the Galactic Center Black Hole Sagittarius A**, ApJ, 640, 319
- Yu, Y.-W., Cheng, K. S., Chernyshov, D. O., & Dogiel, V. A. 2011, *A past capture event at Sagittarius A* inferred from the fluorescent X-ray emission of Sagittarius B clouds*, MNRAS, 411, 2002
- Yuan, F., Markoff, S., & Falcke, H. 2002, *A Jet-ADAF model for Sgr A**, A&A, 383, 854
- Yuan, F., Quataert, E., & Narayan, R. 2003, *Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A**, ApJ, 598, 301
- Yuan, F., Quataert, E., & Narayan, R. 2004, *On the Nature of the Variable Infrared Emission from Sagittarius A**, ApJ, 606, 894
- Yusef-Zadeh, F., Arendt, R., Bushouse, H., Cotton, W., Haggard, D., et al. 2012a, *A 3 pc Scale Jet-driven Outflow from Sgr A**, ApJL, 758, L11
- Yusef-Zadeh, F., Bushouse, H., Dowell, C. D., Wardle, M., Roberts, D., et al. 2006, *A Multiwavelength Study of Sgr A*: The Role of Near-IR Flares in Production of X-Ray, Soft γ -Ray, and Submillimeter Emission*, ApJ, 644, 198
- Yusef-Zadeh, F., Bushouse, H., Wardle, M., Heinke, C., Roberts, D. A., et al. 2009, *Simultaneous Multi-Wavelength Observations of Sgr A* During 2007 April 1-11*, ApJ, 706, 348
- Yusef-Zadeh, F., Hewitt, J. W., Wardle, M., Tatischeff, V., Roberts, D. A., et al. 2013, *Interacting Cosmic Rays with Molecular Clouds: A Bremsstrahlung Origin of Diffuse High-energy Emission from the Inner $2^\circ \times 1^\circ$ of the Galactic Center*, ApJ, 762, 33
- Yusef-Zadeh, F., Law, C., & Wardle, M. 2002a, *The Origin of X-Ray Emission from a Galactic Center Molecular Cloud: Low-Energy Cosmic-Ray Electrons*, ApJL, 568, L121
- Yusef-Zadeh, F., Law, C., Wardle, M., Wang, Q. D., Fruscione, A., Lang, C. C., & Cotera, A. 2002b, *Detection of X-Ray Emission from the Arches Cluster near the Galactic Center*, ApJ, 570, 665

- Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. 1987, *Structural details of the Sagittarius A complex - Evidence for a large-scale poloidal magnetic field in the Galactic center region*, ApJ, 320, 545
- Yusef-Zadeh, F., Muno, M., Wardle, M., & Lis, D. C. 2007, *The Origin of Diffuse X-Ray and γ -Ray Emission from the Galactic Center Region: Cosmic-Ray Particles*, ApJ, 656, 847
- Yusef-Zadeh, F., Wardle, M., Dodds-Eden, K., Heinke, C. O., Gillessen, S., et al. 2012b, *An Inverse Compton Scattering Origin of X-Ray Flares from Sgr A**, AJ, 144, 1
- Yusef-Zadeh, F., Wardle, M., Heinke, C., Dowell, C. D., Roberts, D., Baganoff, F. K., & Cotton, W. 2008, *Simultaneous Chandra, CSO, and VLA Observations of Sgr A*: The Nature of Flaring Activity*, ApJ, 682, 361
- Zamaninasab, M., Eckart, A., Dovčiak, M., Karas, V., Schödel, R., et al. 2011, *Near-infrared polarimetry as a tool for testing properties of accreting supermassive black holes*, MNRAS, 413, 322
- Zamaninasab, M., Eckart, A., Witzel, G., Dovciak, M., Karas, V., et al. 2010, *Near infrared flares of Sagittarius A*. Importance of near infrared polarimetry*, A&A, 510, A3
- Zhao, J.-H., Bower, G. C., & Goss, W. M. 2001, *Radio Variability of Sagittarius A* - a 106 Day Cycle*, ApJL, 547, L29
- Zhao, J.-H., Morris, M. R., & Goss, W. M. 2014, *A new perspective on the radio active zone at the Galactic center - feedback from nuclear activities*, in IAU Symposium, Vol. 303, IAU Symposium, ed. L. O. Sjouwerman, C. C. Lang, & J. Ott, 364–368
- Zhao, J.-H., Morris, M. R., Goss, W. M., & An, T. 2009, *Dynamics of Ionized Gas at the Galactic Center: Very Large Array Observations of the Three-dimensional Velocity Field and Location of the Ionized Streams in Sagittarius A West*, ApJ, 699, 186
- Zhao, J.-H., Young, K. H., Herrnstein, R. M., Ho, P. T. P., Tsutsumi, T., et al. 2003, *Variability of Sagittarius A*: Flares at 1 Millimeter*, ApJL, 586, L29
- Zubovas, K., Nayakshin, S., & Markoff, S. 2012, *Sgr A* flares: tidal disruption of asteroids and planets?*, MNRAS, 421, 1315

Acronymes et abréviations

1E	<i>Einstein</i> observatory source, 1 st version
ACIS	Advanced CCD Imaging Spectrometer
ADAF	Advection-Dominated Accretion Flow
ADIOS	Advection-Dominated Inflow-Outflow Solution
AGN	Active Galactic Nucleus
ALMA	Atacama Large Millimeter Array
APC	AstroParticule et Cosmologie
APEX	Atacama Pathfinder EXperiment
ARF	Ancillary Response File
ASCA	Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics
AU	Astronomical Unit
AX	ASCA X-ray source
b	Latitude Galactique
BAT	Burst Alert Telescope
BHXB	Black Hole X-ray Binary
CARMA	Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy
CCD	Charge-Coupled Device
CDAF	Convection-Dominated Accretion Flow
CEA	Commissariat à l’Energie Atomique et aux énergies alternatives
CGRO	Compton Gamma-ray Observatory
CIAO	<i>Chandra</i> Interactive Analysis of Observations
CMZ	Central Molecular Zone
CND	CircumNuclear Disk
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CONICA	COudé Near Infrared Camera

CR	Cosmic Rays
CXB	Cosmic X-ray Background
CXC	<i>Chandra</i> X-ray Center
CXO	<i>Chandra</i> X-ray Observatory
d.d.l	Degrés de liberté
Dec.	Declination
DIT	Detector Integration Time
EC	External Compton
EMR	Expanding Molecular Ring
EPIC	European Photon Imaging Camera
ESA	European Space Agency
ESAS	Extended Source Analysis Software
ESO	European Space Observatory
EW	Equivalent Width
FITS	Flexible Image Transport System
FWHM	Full Width at Half Maximum
GRB	Gamma-Ray Burst
GRO	<i>CGRO</i> source
GRS	<i>GRanat</i> Source
GTI	Good Time Interval
GX	Galactic X-ray source
HETG	High Energy Transmission Grating
Hi-GAL	<i>Herschel</i> infrared - GALactic plane survey
HID	Hardness Intensity Diagram
HMXB	High Mass X-ray Binary
HPD	Half Power Diameter
HRC	High Resolution Camera
HRMA	High Resolution Mirror Assembly
HST	Hubble Space Telescope
HXD	Hard X-ray Detector
IAP	Institut Astrophysique de Paris

IAS	Institut d'Astrophysique Spatiale
IC	Inverse Compton
IDL	Interface Description Language
INAF	Istituto Nazionale di AstroFisica
INTEGRAL	INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory
IPAG	Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble
IRAP	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie
IRS	InfraRed Source
ISM	InterStellar Medium
JAXA	Japanese Aerospace eXploration Agency
JPL	Jet Propulsion Laboratory
l	Longitude Galactique
LABOCA	Large APEX BOlometer Camera
LECR	Low-Energy Cosmic Ray
LECR_e	Low-Energy Cosmic Ray electron
LECR_p	Low-Energy Cosmic Ray proton
LETG	Low-Energy Transmission Grating
LGS	Laser Guide Star
LLAGN	Low Luminosity Active Galactic Nucleus
LMXB	Low Mass X-ray Binary
LSR	Local Standard Rest
MIR	Mid InfraRed
MIT	Massachusetts Institute of Technology
MOS	Metal Oxide Semiconductor
MPE	Max-Planck-Institute for Extraterrestrial Physics
NACO	NAOS-CONICA
NAOS	Nasmyth Adaptative Optics System
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NDIT	Number of DIT
NGS	Natural Guide Star
NGST	Next Generation Space Telescope
NICMOS	Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer

NIR	Near InfraRed
NIRC2	Second generation of Near-InfraRed Camera
NRAO	National Radio Astronomy Observatory
NTT	New Technology Telescope
NuSTAR	Nuclear Spectroscopic Telescope ARray
OM	Optical/UV Monitor
OSIRIS	OH-Suppressing InfraRed Integral field Spectrograph
OVRO	Owens Valley Radio Observatory
ph	photon
PI	Principal Investigator
PN	p-n junction semiconductor
PSF	Point Spread Function
QPB	Quiescent Particle Background
R.A.	Right Ascension
RGS	Reflection Grating Spectrometer
RHESSI	Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager
RMF	Redistribution Matrix File
RVB	Rouge Vert Bleu
RXTE	Rossi X-ray Timing Explorer
SAP	Service d'Astrophysique
SAS	Science Analysis Software
SAX	BeppoSAX source
SCUBA	Submillimetre Common-User Bolometer Array
SGD	Soft Gamma-ray Detector
SGR	Soft Gamma Repeater
Sgr	Sagittarius
SINFONI	Spectrograph for INtegral Field Observations in the Near Infrared
SMA	SubMillimeter Array
SNR	SuperNova Remnant
SPIRE	Spectral & Photometric Imaging Receiver
SSC	Spitzer Science Center

SSC	Synchrotron Self Compton
Sw	Swift source
UCLA	University of California, Los Angeles
UPMC	Université Pierre et Marie Curie
UTC	Coordinated Universal Time
UV	UltraViolet
VISIR	VLT Imager and Spectrometer for the mid-InfraRed
VLA	Very Large Array
VLBA	Very Long Baseline Array
VLBI	Very Long Baseline Interferometry
VLT	Very Large Telescope
WFS	Wave Front Sensor
XIS	X-ray Imaging Spectrometer
XMM	X-ray Multi-Mirror mission
Xspec	X-ray spectral fitting package
XVP	X-ray Visionary Project

Résumé

Le centre de la Galaxie abrite un trou noir supermassif, Sagittarius A*. Sa proximité en fait un laboratoire privilégié pour étudier les phénomènes d'accrétion à l'œuvre autour des trous noirs et contraindre le cycle d'activité de ces astres. Sgr A* est actuellement extrêmement peu lumineux et malgré des sursauts d'activité quotidiens sa luminosité demeure au moins huit ordres de grandeur en dessous de sa luminosité d'Eddington. Cet objet est ainsi l'un des trous noirs supermassifs connus les moins lumineux. Les mécanismes radiatifs à l'origine des variations quotidiennes observées ne sont pas clairement identifiés. Nous présentons les résultats d'une campagne d'observation multi-longueur d'onde visant à mesurer le spectre de ces événements simultanément en rayons X et en infrarouge proche, à l'aide de l'observatoire *XMM-Newton* et de l'instrument VLT/NACO. Les données infrarouges obtenues grâce à la technique de spectro-imagerie en bande large ont permis d'étudier la variabilité du spectre de Sgr A* en infrarouge. Les incertitudes liées aux erreurs systématiques sont encore importantes mais les premiers tests réalisés semblent indiquer que l'indice spectral pourrait dépendre de la luminosité du trou noir. Sur des échelles de temps plus grandes, nous montrons également que Sgr A* n'a pas toujours été aussi peu actif. Des traces de son activité passée sont en effet visibles dans la matière moléculaire autour du trou noir, notamment sous la forme d'un rayonnement réfléchi visible dans la raie de fluorescence du fer à 6.4 keV. Nous avons réalisé une étude complète et systématique des variations de cette émission détectée dans la zone moléculaire centrale en utilisant les observatoires *Chandra* et *XMM-Newton*. Nos résultats confirment que Sgr A* a connu des sursauts intenses au cours des derniers siècles, au moins six ordres de grandeur au-dessus de la luminosité actuelle. En particulier, nous avons mis en évidence, pour la première fois, la présence de deux événements transitoires distincts de relativement courte durée, probablement liés à des événements catastrophiques. Ces résultats constituent une étape importante pour relier l'activité du trou noir Galactique à celle des trous noirs supermassifs présents dans les autres noyaux de galaxie de l'Univers.

Mots-clefs : Centre Galactique, Trou noir supermassif, Accrétion, Zone moléculaire centrale, Rayonnement non thermique, Rayons X, Infrarouge proche, Variabilité.

Abstract

Sagittarius A* is the supermassive black hole at the Galactic center. Due to its proximity, this specimen is an excellent laboratory to study the accretion processes occurring around black holes and to constrain the duty cycle of these objects. Sgr A* is currently extremely faint and despite the detection of daily flares, its luminosity remains at least eight orders of magnitude below its Eddington luminosity, making this specimen one of the least luminous known supermassive black holes. The radiative processes responsible for the daily variations of its luminosity have not been clearly identified yet. We present the results of a multi-wavelength campaign observing Sgr A* simultaneously in X-rays and in the near-infrared, using the *XMM-Newton* observatory and the VLT/NACO instrument. We studied the spectral variability of Sgr A* using the infrared data we obtained through a spectro-imaging technique. Uncertainties linked to the systematic errors are still large but the first tests applied seem to show that the spectral index of Sgr A* could depend on the black hole luminosity. On longer timescales, we demonstrate that Sgr A* experienced a higher level of activity in the recent past. Indeed, echoes of its past activity can be detected in the molecular material surrounding the black hole. They are traced by a strong signal in the iron fluorescence line at 6.4 keV. We achieved a complete and systematic study of this variable emission detected from the central molecular zone, using *Chandra* and *XMM-Newton* observatories. Our results confirm that Sgr A* experienced intense flares in the past few centuries, with a luminosity at least six orders of magnitude higher than its current one. In particular, we highlight for the first time the existence of two distinct transient events of relatively short duration, which are probably due to catastrophic events. These results are an important step towards the inclusion of Sgr A*'s activity into a broader understanding of galactic nuclei's behavior.

Keywords: Galactic center, Supermassive black hole, Accretion, Central molecular zone, non-thermal radiation, X-rays, Near-infrared, Variability.